



Etude de l'exosphere de Mars et echappement de l'eau: Modelisation et analyse des donnees UV de SPICAM

Jean-Yves Chaufray

► To cite this version:

Jean-Yves Chaufray. Etude de l'exosphere de Mars et echappement de l'eau: Modelisation et analyse des donnees UV de SPICAM. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2007. Français. NNT: . tel-00350117

HAL Id: tel-00350117

<https://theses.hal.science/tel-00350117>

Submitted on 5 Jan 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Thèse de doctorat de l'Université Paris VI
Spécialité : Sciences de l'Univers

Thèse présentée pour obtenir le grade de Docteur de
l'Université Paris VI par Jean-Yves Chaufray

**Etude de l'exosphère de Mars et de l'échappement
de l'eau : Modélisation et analyse des données UV de
SPICAM**

Soutenue le 24 Septembre 2007
devant le jury composé de :

Pr. Bruno Sicardy
Dr. Eric Quémérais
Pr. Jean-Claude Gérard
Dr. Pierre-Louis Blelly
Pr. John Clarke
Dr. François Leblanc

Président
Directeur de thèse
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Co-directeur de thèse

Thèse préparée au Service d'Aéronomie du CNRS sous la direction de Dr. Eric Quémérais et Dr. François Leblanc

A ma nièce

Remerciements

Je remercie Monsieur Alain Hauchecorne, directeur du Service d'Aéronomie de m'avoir accueilli au sein de ce laboratoire et tout le personnel qui m'a aidé pour résoudre mes problèmes informatiques et administratifs.

Je remercie l'ensemble du jury, Bruno Sicardy qui a présidé ce jury, ainsi que les deux rapporteurs Pierre-Louis Blelly et Jean-Claude Gérard qui ont accepté de lire en détail ma thèse et qui, par leurs remarques et conseils ont contribué à l'amélioration du manuscrit, John Clarke qui m'a accueilli à l'Université de Boston et qui a accepté de participer à ce jury et bien sûr, mes deux directeurs de thèse François Leblanc et Eric Quémerais qui m'ont proposé ce sujet de thèse, qui m'ont fait confiance durant ces trois années et qui ont toujours répondu à mes sollicitations.

Je remercie aussi Jean-Loup Bertaux grâce à qui j'ai eu la chance de pouvoir analyser des données inédites de l'instrument SPICAM et qui a suivi mon travail avec intérêt.

Je remercie aussi toutes les personnes avec qui j'ai collaboré, je pense en particulier à Ronan Modolo et Gérard Chanteur pour l'étude de l'interaction de l'atmosphère de Mars avec le vent solaire et sans qui une partie de cette thèse n'aurait pas pu être réalisée ainsi que Robert Johnson et Janet Luhman pour leur re-lecture attentive de l'article.

Je remercie encore J. Clarke qui me fait confiance et qui m'a proposé de collaborer à l'analyse des données Lyman- α obtenues par HST, ainsi qu'à Randy Gladstone pour les discussions sur le transfert de rayonnement.

Je tiens à remercier Dimitra Koutroumpa et Rosine Lallement pour la collaboration commencée concernant l'étude du rayonnement X dans l'environnement de Mars.

Je remercie aussi Jean Lilensten, Cyril Simon, Mathieu Barthélémy, Odile Dutuit, Olivier Witasse, Guillaume Gronoff qui m'ont accueillis plusieurs fois au laboratoire de planétologie de Grenoble et pour les collaborations en cours.

Je tiens aussi à remercier toute l'équipe SPICAM et particulièrement, Emmanuel Dimarellis, Aurélie Réberac et Jean-François Daloze qui m'ont aidé dans la préparation des observations SPICAM ainsi que dans le traitement de données et la reconstruction des lignes de visées ainsi que Stéphane Ferron qui m'a fourni les contributions à Lyman- α du milieu interplanétaire. Je remercie aussi l'équipe SPICAV que j'ai rejoint pour étudier la couronne vénusienne : Eric Villard, Jean-Pierre Dubois, Cyrine Nehme...

Je remercie aussi Guy Cernogora qui m'a proposé de donner des cours dans son master professionnel.

Je remercie enfin toutes les personnes que j'ai cotoyé durant ces trois années de thèse : Jérémie Lasue, Nicolas Yan, Nadège Montoux, Dimitra Koutroumpa, Laurent Blanot, Saad Rharmili, Jean-Paul Vernier, Grégoire Alcouffe, Fakhri Ouni, Younes Gabsi, Fabrice Cipriani, Eric Chassefière, Franck Montmessin, Andrea Pazmino, Séverine Perrier, Lilian Joly, Pascal Rannou et tous ceux que j'oublie...

Pour finir, je remercie mes parents et mes proches qui m'ont toujours soutenu.

Résumé

L'exosphère d'une planète est la région supérieure de son atmosphère, là où les collisions entre les particules constituant l'atmosphère deviennent négligeables. Sur Mars, la compréhension des mécanismes de la formation de cette exosphère et de son rôle dans l'interaction avec le vent solaire est particulièrement importante pour caractériser l'échappement de l'atmosphère et comprendre la disparition de l'eau liquide en surface.

Le principal travail effectué au cours de cette thèse a consisté à étudier le lien entre l'exosphère et l'échappement dans les conditions solaires actuelles et à caractériser cette exosphère à l'aide des observations de la raie Lyman- α et du triplet de l'oxygène à 130.4 nm obtenues par le spectromètre UV de SPICAM à bord de la mission Mars Express en orbite autour de Mars depuis le 25 décembre 2003.

Après avoir présenté le contexte général du problème de la disparition de l'eau lié à l'évolution climatique de Mars **dans le chapitre introductif**, je présente **dans le premier chapitre** l'état des connaissances actuelles sur la haute atmosphère de Mars et sur l'interaction entre la haute atmosphère et le vent solaire.

Dans le deuxième chapitre je présente une étude de la formation de l'exosphère d'oxygène martienne réalisée à l'aide d'un modèle 3D de type Monte Carlo et le couplage de cette exosphère avec un modèle hybride 3D de l'interaction du vent solaire avec Mars réalisé par R. Modolo et G.M. Chanteur du CETP. Ce couplage a permis, pour la première fois de déterminer, de façon consistante, l'échappement de l'atmosphère de Mars par les principaux mécanismes actuels et de montrer notamment que l'échappement actuel d'oxygène était dominé par l'échappement sous forme de neutres (jamais mesuré à ce jour). L'influence de l'expansion de la couronne sur l'échappement ionique et sur le criblage est aussi étudiée. L'extrapolation des taux d'érosion actuels nous permet de déterminer une limite inférieure à l'échappement d'oxygène sur les quatre derniers milliards d'années.

Dans le troisième chapitre, je présente les émissions UV observées dans la haute atmosphère de Mars ainsi que le spectromètre UV de SPICAM à bord de la mission Mars Express. Dans ce chapitre, sont aussi détaillées, la méthode de traitement des données consistant notamment au retrait du courant d'obscurité, à la calibration absolue des données et à l'estimation de l'intensité des émissions exosphériques Lyman- α de l'hydrogène atomique à 121.6 nm et du triplet de l'oxygène (non résolu) à 130.4 nm ainsi que la reconstruction des lignes de visées de l'instrument.

Le quatrième chapitre présente les deux modèles de transfert de rayonnement utilisés pour analyser les raies exosphériques observées par SPICAM : un modèle itératif avec redistribution complète en fréquence qui a été utilisé pour simuler la diffusion résonante des photons solaires par les atomes d'hydrogène de la haute atmosphère martienne ; un modèle Monte Carlo avec redistribution partielle en fréquence qui a été utilisé pour simuler la diffusion résonante des photons solaires ainsi que la diffusion résonante des photons émis suite à l'excitation des atomes d'oxygènes par l'impact des photo-électrons.

Dans le cinquième chapitre, je présente l'analyse des quelques profils d'intensité de l'émission Lyman- α de l'hydrogène atomique observés par SPICAM comparés avec des

profils théoriques. Cette étude sensible à la calibration absolue de l'instrument montre qu'indépendamment de la calibration absolue de l'instrument une composante chaude d'hydrogène exosphérique est nécessaire pour reproduire les profils observés par SPICAM. L'importance de cette population chaude dont l'origine reste indéterminée diminue lorsque l'illumination solaire diminue. Cette population chaude joue un rôle majeur dans l'échappement de l'hydrogène actuel.

Enfin **dans le sixième et dernier chapitre**, je présente l'analyse de quelques profils d'intensité de l'émission de l'oxygène atomique à 130.4 nm obtenus par SPICAM toujours en comparant les profils observés avec des profils théoriques. Dans cette étude on montre que l'excitation par l'impact des photoélectrons est négligeable devant l'excitation par les photons solaires dans la haute atmosphère de Mars et l'on en déduit la densité d'oxygène à l'exobase ainsi que le rapport de mélange $[O]/[CO_2]$ à 135 km particulièrement important pour caractériser l'équilibre thermique de la haute atmosphère. Là encore une population chaude (dont l'origine est connue) semble avoir une influence sur la température exosphérique estimée.

Deux annexes présentent respectivement la méthode utilisée pour produire des profils thermiques théoriques de densité d'oxygène, d'hydrogène et de dioxyde de carbone dans l'exosphère de Mars (Annexe A) et dans la thermosphère de Mars (Annexe B).

Summary

Planetary exospheres are the upper regions of the atmospheres where collisions between atmospheric particles become negligible. On Mars, understanding the mechanisms of the formation of the exosphere and its role in the solar wind interaction is particularly important to characterize the atmospheric escape and understand the fate of Mars water.

My PhD has focused on the study of the relation between the exosphere and the atmospheric escape at current conditions. I have also characterized Mars' exosphere thanks to the observations of the hydrogen Lyman- α line and the oxygen triplet at 130.4 nm obtained by the SPICAM-UV spectrograph aboard Mars Express in orbit around Mars since 25 December 2003.

After a review of the general context of the water disappearance linked to the climatic evolution of Mars **in the introduction**, I present **in the first chapter** the current knowledge on the upper atmosphere of Mars and on the interaction of the upper atmosphere and the solar wind.

In the second chapter, I present a study of the formation of the Martian oxygen exosphere thanks to a 3D Monte Carlo simulation and the coupling of this exosphere with a 3D hybrid model describing the interaction of the solar wind with the Martian upper atmosphere developed by R. Modolo and G.M. Chanteur at CETP. This coupling allows us to determine for the first time and in a consistent way the Martian escape by the main current mechanisms and to show, in particular, that current oxygen escape is essentially under the neutral form (never measured until now). The effect of an expansion of the exosphere on the ionic escape and sputtering is also studied. The extrapolation of the estimated current erosion rates provides a lower limit on the global oxygen escape during the last four billions years.

In the third chapter, I present the UV emissions observed in the Martian upper atmosphere as well as the UV spectrometer SPICAM aboard on the Mars Express mission. In this chapter, are also detailed, the method used to process the data consisting, among others, in the subtraction of the dark current, the absolute calibration of the intensity and the determination of the brightness of the exospheric emissions Lyman- α hydrogen atomic line at 121.6 nm and the 130.4 nm atomic oxygen triplet (not resolved) as well as the complete reconstruction of the line of sight.

The fourth chapter presents the two radiative transfer models used to analyse the exospheric lines observed by SPICAM : an iterative model with a complete frequency redistribution used to compute the resonant scattering of the solar photons by the hydrogen atoms in the Martian upper atmosphere; a Monte Carlo model, with partial frequency redistribution used to compute the resonant scattering of the solar photons as well as the photons produced after excitation of the oxygen atoms by photoelectrons impact.

In the fifth chapter, I will present the analysis of some brightness profiles of the atomic hydrogen Lyman- α line observed by SPICAM by direct comparison with theoretical profiles. This study, sensitive to the absolute calibration of the instrument shows that, independently of the absolute calibration of the instrument, a hot exospheric hydrogen component is needed to reproduce the SPICAM data. The amounts of hot hydrogen, whose origin is not understood,

decrease when the solar illumination decreases. This hot population play a major role in the current total hydrogen escape.

Finally, **in the sixth and last chapter**, I present the analysis of some brightness profiles of the atomic oxygen emission at 130.4 nm obtained by SPICAM, always by comparing the observed profiles with theoretical profiles. In this study, it is shown that the excitation by photoelectrons impact is negligible compared to the excitation by solar photons in the Martian upper atmosphere, and the oxygen density at the exobase and oxygen mixing ratio at 135 km, particularly important for the upper atmosphere thermal equilibrium, are derived. Here again, a hot population (whose origin is known) seems to have an influence on the exospheric temperature assessed.

Two annexes show the methods used to produce thermal density profiles of hydrogen, oxygen and carbon dioxide in the Martian exosphere (Annexe A) and in the Martian thermosphere (Annexe B) respectively.

TABLE DES MATIÈRES

Introduction : L'évolution du climat martien et l'érosion de l'atmosphère.....	15
I) Les trois âges martiens	17
II) Les réservoirs d'eau actuels	18
III) Les indices d'une l'évolution climatique significative	20
IV) Un scénario possible de l'évolution climatique	28
V) Les mécanismes d'échappement	30
Chapitre 1 : La haute atmosphère martienne et l'interaction avec le vent solaire	35
I.1) Structure verticale de l'atmosphère martienne	35
I.2) La thermosphère et l'ionosphère de Mars	36
I.2a) Composante neutre	36
I.2b) Composante ionisée (ionosphère).....	38
I.3) L'exosphère de Mars	44
I.3a) Définition de l'exosphère.....	44
I.3b) Les populations non-thermiques de l'exosphère	45
I.3c) Modélisation de l'exosphère	48
I.4) L'interaction du vent solaire avec l'atmosphère de Mars.....	51
I.4a) Description de l'environnement magnétisé de Mars	51
I.4b) Influence du champ crustal.....	53
I.4c) Source d'ionisation et d'atomes neutres énergétiques.....	54
I.4d) Criblage atmosphérique	56
I.4e) Modélisation de l'interaction entre le vent solaire et l'atmosphère de Mars.....	58
Chapitre 2 Modélisation de l'exosphère et son interaction avec le vent solaire en période de minimum et de maximum d'activité solaire	63
II.1) Description du modèle	63
II.1a) Modélisation des couronnes thermiques d'hydrogène et d'oxygène	63
II.1b) Modélisation de la couronne non-thermique d'oxygène due à la recombinaison dissociative de O_2^+	63
II.1c) Modélisation de l'interaction entre le vent solaire et l'exosphère de Mars.....	70
II.1d) Le criblage atmosphérique (« sputtering »).....	71
II.2) Résultats du modèle	73
II.2a) Couronne d'oxygène produite par recombinaison dissociative.....	73
II.2b) Production d'ions O^+ et d'ENA	75
II.2c) Pénétration du champ électrique et flux d'ions et d'ENA précipitant sur Mars	77
II.2d) Couronne d'oxygène chaud produite par le criblage	81
II.3) Taux d'érosion et échappement de l'eau.....	82
II.3a) Taux d'érosion estimé en minimum et en maximum d'activité solaire	82
II.3b) Estimation de la perte d'eau par les mécanismes non-thermiques.....	87
Chapitre 3 L'instrument SPICAM et l'airglow martien.....	92
III.1) Définition et nomenclature spectroscopique.....	92
III.2) Les observations de l'airglow martien avant la mission Mars Express	93
III.2a) Les missions Mariner 6, 7 et 9	93
III.2b) Les observations depuis la Terre.....	94
III.3) Les mécanismes d'émissions	97
III.4) L'instrument SPICAM UV à bord de Mars Express	99
III.4a) La mission Mars Express	99
III.4b) L'instrument SPICAM-UV.....	101
III.4c) Observations de la haute atmosphère de Mars par SPICAM-UV.....	105
III.5) Traitement des données UV de SPICAM	107

III.5a) Principe du traitement des données.....	107
III.5b) Retrait de l'offset et du DCNU	108
III.5c) Calibration absolue et calcul de l'intensité intégrée	111
III.5d) Estimation des incertitudes	117
III.6) Géométrie des observations	120
III.6a) Les différents référentiels.....	120
III.6b) Reconstruction des lignes de visée dans le repère d'étude	123
III.6c) Correction de l'angle Mars-Soleil-Terre.....	126
Chapitre 4 : Le transfert de rayonnement	129
IV.1) Définitions	129
IV.1a) Intensité spécifique et flux	129
IV.1b) Absorption	130
IV.1c) Emissivité, coefficient d'émissivité atomique	133
IV.2) L'équation de transfert radiatif	134
IV.2a) Définition de l'équation de transfert radiatif	134
IV.2c) Présence d'une source interne : photons émis par impact de photoélectrons	141
IV.3) Le modèle itératif.....	141
IV.3a) Hypothèse et équations de base	141
IV.3b) Principe de la méthode itérative	142
IV.3c) Application à l'exosphère martienne	143
IV.4) Le modèle Monte Carlo	145
IV.4a) Hypothèses du modèle	145
IV.4b) Algorithme.....	146
Chapitre 5 : Etude de la raie Lyman α de l'hydrogène.....	155
V.1) L'émission Lyman α planétaire	155
V.1a) L'émission Lyman alpha.....	155
V.1b) Emission Lyman- α planétaire.....	156
V.2) L'émission Lyman- α vue par SPICAM.....	157
V.2a) Configuration géométrique des observations.....	157
V.2b) Intensité de l'émission Lyman- α	159
V.3) Modélisation de l'émission Lyman- α vue par SPICAM	162
V.3a) Emission Lyman- α interplanétaire.....	162
V.3b) Modèle direct : distribution d'hydrogène et transfert de rayonnement.....	163
V.4) Analyse des observations SPICAM	164
V.4a) Modèle de Chamberlain à une population.....	164
V.4b) Sensibilité à la calibration absolue.....	168
V.4c) Modèles à deux populations.....	170
V.5) Interprétation des résultats	173
V.5a) Température exosphérique et cycle solaire	173
V.5b) Origine de la population chaude	174
V.5c) Echappement d'hydrogène.....	175
V.6) Conclusion et Perspectives.....	176
Chapitre 6 : Etude du triplet de l'oxygène.....	179
VI. 1) Le triplet OI – 130.4 nm planétaire	179
VI.1a) Le triplet de l'oxygène à 130.4 nm	179
VI.1b) Observation planétaire du triplet de l'oxygène.....	179
VI.1c) Analyse du triplet de l'oxygène martien observé par les missions Mariner	181
VI.2) Le triplet de l'oxygène vu par SPICAM.....	183
VI.3) Modélisation des sources d'excitation.....	188
VI.3a) Photons solaires	189

VI.3b) Excitation par impact des photoélectrons	191
VI.4) Analyse des données et résultats	193
VI.4a) Méthode d'analyse	193
VI.4b) Température exosphérique.....	196
VI.4c) Densité d'oxygène à l'exobase	198
VI.4d) Rapport de mélange de l'oxygène à 135 km	198
VI.5) Conclusion et perspectives	199
Conclusion.....	201
Annexe A : Modèle de Chamberlain	203
A.1) Classe de particules et intégrales premières du mouvement.....	203
A.2) Répartition des types de particules dans l'espace des vitesses	204
A.3) Résolution de l'équation de Liouville	207
Annexe B : Profil de diffusion atomique dans la thermosphère	211
B.1) L'équation de la diffusion pour un mélange de deux espèces.....	211
B.2) Profil de température et de coefficient de diffusion turbulente.....	213
B.3) Profil d'hydrogène thermosphérique.....	214
B.4) Profil d'oxygène thermosphérique	218
B.5) Flux limite de diffusion	220
Glossaire des missions et instruments cités.....	223
Les missions d'exploration.....	223
Missions et satellites en orbite terrestre	224
Les instruments	224
Bibliographie	227

Introduction : L'évolution du climat martien et l'érosion de l'atmosphère.

L'eau peut exister sous forme liquide, solide ou gazeuse, l'existence de la phase liquide nécessite une température supérieure à 273 K (Fig 0.1). Pourtant, plusieurs observations géologiques et minéralogiques suggèrent la présence d'eau liquide stable à la surface de Mars dans le passé. La température de Mars a donc été plus élevée par le passé ce qui n'est possible que si l'effet de serre est suffisamment important. Les modèles actuels montrent qu'une atmosphère de CO_2 de 1 à 5 bars (dégazé par le volcanisme) est nécessaire pour produire un tel effet de serre (Pollack et al. 1987 ; Forget et Pierrehumbert 1997 ; Manning et al. 2006). Cette pression atmosphérique est nettement supérieure à la pression actuelle de ~ 6.5 mbar. Par conséquent les conditions climatiques martiennes ont dû évoluer au cours du temps. Cette évolution a sans doute été très différente de celle de la Terre ou de Vénus (Bertaux 2006). Sur Terre l'eau liquide a pu exister de façon permanente (sauf peut être durant des périodes glaciaires périodiques) à la surface. Une partie du CO_2 de l'atmosphère primordiale de la Terre (~ 100 bar) s'est dissoute dans les océans puis a été capturée par les roches sédimentaires des fonds océaniques pour former des roches carbonatées (calcite CaCO_3 par exemple), une autre partie a été convertie en O_2 par la photosynthèse ce qui a conduit à l'atmosphère actuelle. La présence d'eau liquide tout au long de l'histoire de la Terre a aussi pu contribuer à maintenir un climat clément. En effet l'eau liquide a un albedo A (rapport entre le flux solaire incident et le flux solaire réfléchi) très faible ($A \sim 0.04$) et absorbe donc une grande partie du rayonnement solaire, contrairement à la glace d'eau ($A \sim 0.80$). La transformation de l'eau liquide en glace augmente donc le refroidissement d'une planète. La vapeur d'eau joue aussi un rôle important dans l'évolution du climat par son importante contribution à l'effet de serre et donc au réchauffement d'une planète (Bertaux 2006).

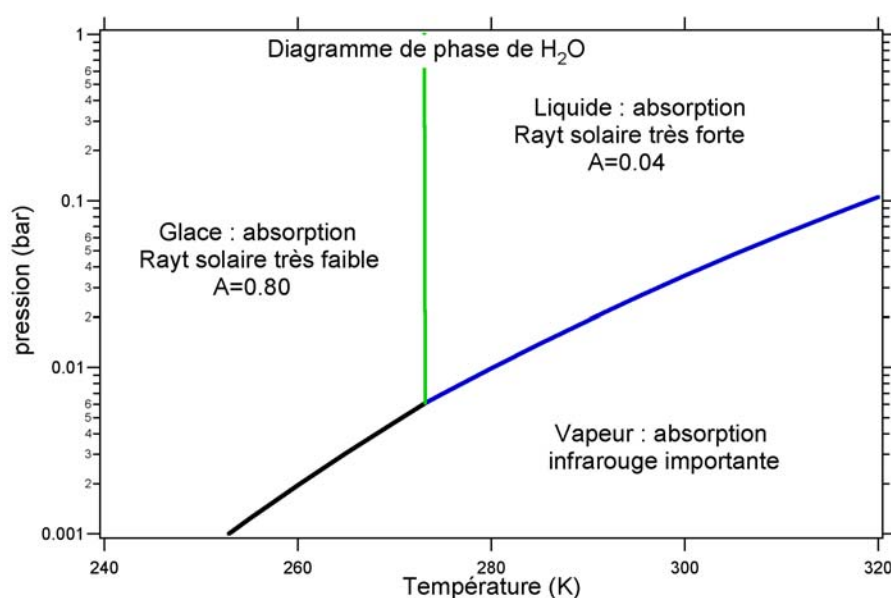


FIG. 0.1 Diagramme de phase de l'eau (Bertaux 2006).

Sur Mars, l'arrêt du cycle du carbone : l'arrêt rapide du dégazage, l'érosion de l'atmosphère et la diminution de l'effet de serre résultant ont pu conduire à la disparition de l'atmosphère. Une partie du CO_2 serait restée piégée sous la forme de carbonates et une autre se serait échappée dans le milieu interplanétaire, de même une partie de l'eau serait restée piégée sous la forme de glace et une partie se serait échappée (Bertaux 2006). L'évolution climatique de

Introduction

Mars et de son contenu en eau est un sujet très controversé et figure parmi les thématiques principales du programme d'exploration martienne européen :

- La mission Mars Express : Les instruments SPICAM, OMEGA, PFS, HRSC et ASPERA-3 (Voir le glossaire des missions et instruments en fin de document), ont pour objectif (entre autres) l'étude de l'évolution climatique.
- La proposition de mission MEMO¹ (Mars Environment and Magnetic Orbiter) dans le cadre du programme Cosmic Vision de l'ESA qui reprend les grandes lignes de la mission avortée DYNAMO (Chassefière et al. 2004) et dont l'objectif est d'effectuer une cartographie complète du champ crustal et de caractériser la dynamique atmosphérique de la surface jusqu'au vent solaire avec comme corollaire la caractérisation détaillée des propriétés de l'échappement atmosphérique. (Leblanc et al. 2007a)

et du programme Nord américain :

- Les deux missions retenues² dans le cadre des missions Scout martiennes TGE : (The Great Escape) et MAVEN : (Mars Atmosphere and Volatile Evolution), sont toutes les deux dédiées à la caractérisation de l'échappement de l'atmosphère de Mars.

Dans ce chapitre introductif, après avoir rapidement rappelé les trois âges martiens dérivés de l'étude des cratères d'impact, je vais décrire les principaux réservoirs d'eau actuels, et les signes indiquant une évolution de l'atmosphère de Mars sur des échelles de temps géologiques. L'instrument OMEGA à bord de la mission Mars Express a permis de mettre en lumière un nouveau scénario pour la chronologie martienne que je détaillerai. Enfin je présenterai les principaux mécanismes d'échappement passé et actuel.

¹ Cette mission n'a finalement pas été retenue dans le cadre de l'appel à proposition Cosmic Vision

² Une seule mission sera sélectionnée, et devrait être lancée en 2011.

I) Les trois âges martiens

La datation des structures géologiques est obtenue grâce à la méthode de comptage de cratères qui consiste à déterminer la distribution des cratères en fonction de leur diamètre sur le terrain considéré (Hartmann et Neukum 2001). Plus la densité de cratères est élevée, plus le terrain est ancien. Pour pouvoir dater de façon absolue, on peut recourir à des comparaisons avec différentes régions de la Lune dont on connaît l'âge grâce à d'autres méthodes. Par exemple, les données des missions Mariner ont révélé des régions avec de grands impacts, similaires à certaines régions lunaires, ce qui a permis de déterminer l'âge de ces régions comme étant de 3.8 à 4.5 milliards d'années (Leighton et al 1965). A partir de ces méthodes de comptage, l'histoire de Mars a été divisée en trois ères. (Tanaka 1986, Hartmann et Neukum 2001) :

- Le Noachien caractérisé par des terrains fortement cratérisés qui se sont formés il y a plus de 3.5 milliards d'années.
- L'Hespérien caractérisé par des plaines moyennement cratérisées, formées entre 3.5 et 2.9 milliards d'années (Hartmann et Neukum 2001).
- L'Amazonien caractérisé par des terrains légèrement cratérisés. L'hémisphère nord est dominé par des terrains jeunes peu cratérisés tandis que l'hémisphère sud est dominé par les terrains anciens, la frontière étant appelée dichotomie globale (Kliore et al. 1973 ; Smith et al. 2001). Cette dichotomie est visible sur la figure 0.2 qui représente la topographie martienne obtenue par l'altimètre MOLA sur Mars Global Surveyor.

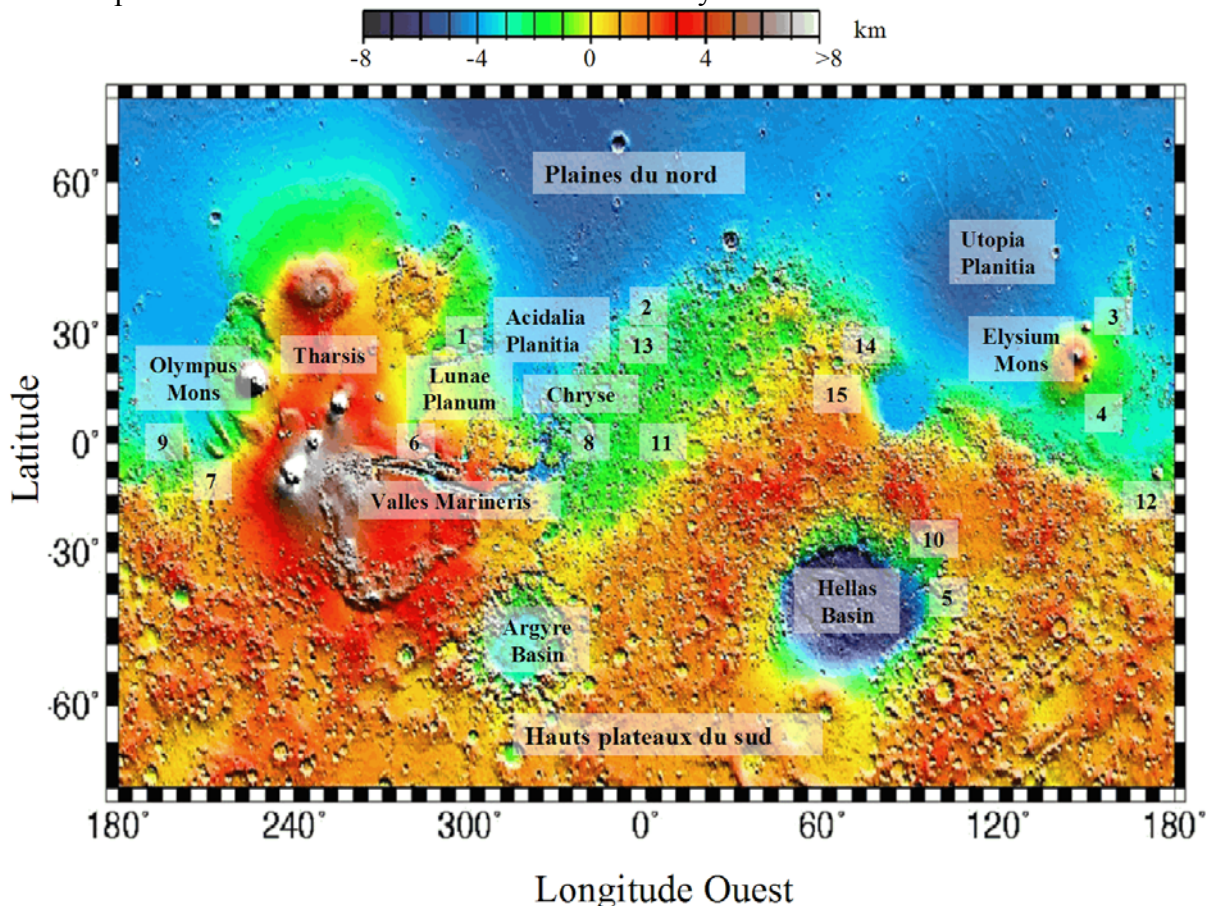


FIG. 0.2 – Carte topographique de la surface de Mars obtenue par l'altimètre MOLA à bord de Mars Global Surveyor. L'échelle de couleur donne la hauteur des reliefs en kilomètre. On observe une forte dyssymétrie entre les basses plaines peu cratérisée de l'hémisphère nord et les hauts plateaux fortement cratérisés de l'hémisphère sud. Les principales structures sont indiquées. Les chiffres indiquent aussi les principales structures évoquées dans le chapitre : (1) Kasei Valles, (2) « Fretted Terrains », (3) Hecates Tholus, (4) Cerberus Fossae, (5) Hellas Montes, (6) Echus Chasma, (7) Mangala Valles, (8) Ares Valles, Tiu Valles, Iani Chaos, (9) Medusae Fossae,

Introduction

(10) Hadriaca Patera, (11) Terra Meridiani (Opportunity landsite), (12) Columbia Hill et cratère Gusev (Spirit landsite), (13) Mawrth Valles, (14) Nili Fossae, (15) Syrtis Major (crédit MOLA team)

L'hémisphère des terrains anciens et cratérisés est plus élevé en altitude (~ 5 km). Les principales régions évoquées par la suite sont aussi indiquées.

II) Les réservoirs d'eau actuels

- L'atmosphère martienne

La vapeur d'eau a une pression partielle moyenne de 10^{-3} mbar. Ce qui correspond à une couche d'eau couvrant toute la surface martienne d'épaisseur 10 μm GEL (Global Equivalent Layer : hauteur d'un océan réparti uniformément à la surface de Mars) (Jakosky et Phillips 2001). A titre de comparaison, la quantité de vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère terrestre est 10^4 fois plus importante. Cette quantité d'eau varie en fonction des saisons (entre ~5 μm et 70 μm) par échange (sublimation ou solidification) avec les calottes polaires. Une partie peut se condenser dans l'atmosphère et former des nuages de glaces en particulier dans les régions équatoriales pendant l'été (Clancy et al 1996) ou au-dessus des calottes polaires (Liu et al 2003).

La vapeur d'eau joue un rôle fondamental dans l'atmosphère de Mars. En effet, l'atmosphère est le siège d'une photochimie intense qui dissocie CO_2 en CO. La réaction inverse de recombinaison de CO est lente. C'est la présence de radicaux (OH) issus de la photodissociation de H_2O et des réactions chimiques entre H_2 et $\text{O}(^1\text{D})$ qui permet d'accélérer la réaction inverse et de stabiliser le contenu en CO_2 de l'atmosphère martienne (McElroy et Donahue 1972 ; Chamberlain et Hunten 1987). Il est difficile de détecter directement les composés hydrogénés catalyseur de la recombinaison du CO. Seul H_2O_2 a été détecté récemment (Encrenaz et al 2004). Une autre option consiste à utiliser l'ozone, détecté pour la première fois par les sondes Mariner 7 et Mariner 9 (Noxon et al. 1976 ; Nier et McElroy 1977) comme traceur de ces processus photochimiques (Lefèvre et al. 2004). L'un des enjeux majeurs de l'instrument SPICAM qui sera décrit en détail dans le chapitre 4 est l'étude du couplage entre la vapeur d'eau et l'ozone martien (Perrier et al. 2006, Fedorova et al. 2006) et a été le sujet de la thèse de Séverine Perrier au Service d'aéronomie sous la direction de J-L Bertaux (Perrier 2006).

- Glace d'eau en surface

Actuellement, l'eau sur Mars se trouve essentiellement sous forme de glace. La glace d'eau a été détectée pour la première fois, *in-situ*, par l'instrument IRTM (InfraRed Thermal Mapper) sur l'orbiteur Viking dans la calotte glaciaire nord (Figure 0.3) (Kieffer et al. 1976). Des travaux théoriques ont suggéré que la calotte sud pouvait elle aussi contenir de grandes quantités de glace d'eau (Byrne et Ingersoll 2003). Ce résultat a ensuite été fortement suspecté par l'analyse des résultats des instruments THEMIS (Thermal Emission Imaging System) sur Mars Odyssey et TES (Thermal Emission Spectrometer) sur Mars Global Surveyor (Titus et al. 2003) puis confirmé par les trois instruments de spectroscopie infrarouge à bord de Mars Express SPICAM-IR, PFS (Planetary Fourier Spectrometer) et OMEGA (Bibring et al. 2004). Selon les travaux de Carr et Head (2003), la quantité de glace d'eau contenue dans les calottes polaires pourrait représenter jusqu'à 20 m GEL. Très récemment, le radar MARSIS (Mars Advanced Radar for Subsurface and Ionospheric Sounding) a estimé à 11 m GEL la quantité d'eau piégée dans les couches gelées du pôle sud. (Plaut et al. 2007). A la transition entre les plaines du nord et les régions cratérisées du sud, existe une région de transition, aux reliefs

Les réservoirs d'eau actuels

déprimés, où la topographie est complexe, alliant mesas (petits plateaux aux sommets plats et horizontaux, bordés par des falaises généralement abruptes), buttes témoins, lambeaux de plateau, falaises, vallées et canyons sinueux. On y trouve les "Fretted Terrain", en particulier (290-360° W, 30-50° N) contenant des vallées (« Fretted channels ») dont le fond plat, parcouru de stries, suggèrent la présence d'un mélange de glace et de roches (moraines) en surface, pouvant provenir d'anciens glaciers (Squyres 1978 ; Lucchitta 1984). La sublimation de ces glaces pourrait être ralentie par une couche de poussières (Skorov et al. 2001). Dans la région des plaines de Cerbères où des écoulements d'eau liquide ont pu se produire récemment (Burr et al. 2002), la caméra HRSC a aussi mis en évidence ce qui pourrait être un ancien lac gelé (Murray et al. 2005) de taille égale à celle de la mer du Nord, daté d'environ 5 millions d'années. Là encore, une couche de cendres volcaniques pourrait avoir ralenti la sublimation de la glace.

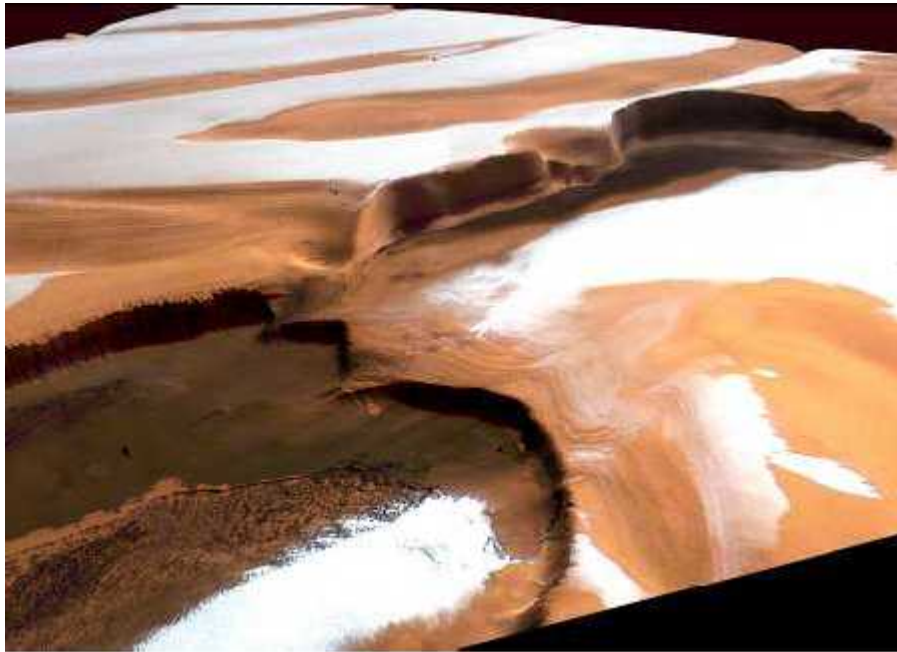


FIG. 0.3 - La calotte polaire nord observée par la caméra HRSC à bord de Mars Express, crédit ESA/DLR/FU Berlin (G. Neukum)

- L'eau dans le sol : la cryosphère martienne

Enfin selon certaines estimations (Carr et Head 2003) de grandes quantités de glace d'eau pourraient être mélangées au sol martien formant une couche de pergélisol (permafrost), c'est à dire un sous-sol gelé en permanence, comme on l'observe sur Terre en Sibérie ou au Canada. Plusieurs signes géologiques (Carr 1996 ; Masson et al. 2001) ont été interprétés assez tôt comme des indices de l'existence de ce permafrost aux hautes latitudes martiennes comme par exemple:

- Les tabliers de débris lobés (Figure 0.4a), observés en bas des escarpements aux moyennes et hautes latitudes, en particulier dans la région des «fretted terrains». (Lucchita 1984 ; Mangold 2003). Ces coulées au profil convexe pourraient avoir été provoquées par des coulées de terrains lents favorisées par l'incorporation de glace d'eau (Lucchitta 1984).
- Certains cratères martiens sont entourés d'éjectas fluidisés ayant un aspect lobé («en pétales») (Figure 0.4b). Le matériau éjecté a pu former une coulée de boue suite à la fonte de la glace située dans le sol (Carr et al. 1977).

Introduction

- Les réseaux de polygones sont des structures résultant d'une fissuration de sous-sol suite à des alternances de gel et dégel sur plusieurs mètres d'un sol riche en eau (voir Mangold 2005 pour les différents types de réseaux de polygones). De tels réseaux sont aussi observés sur Terre dans les régions polaires. Les réseaux de polygones observés dans les régions Acidalia Planitia et Utopia Planitia (Figure 0.4c) à proximité de la fin des vallées de débâcles pourraient avoir été produits par les dépôts des inondations catastrophiques dans le sous-sol (Lucchita et al. 1986 ; Lane et Christensen 2000).
- La présence de thermokarst (dépressions et affaissements de terrains dus aux vides laissés dans le sol par la fonte de la glace du pérégélisol) (Costard et Kargel 1995).

L'épaisseur de la cryosphère (sous-sol martien contenant de la glace d'eau) est estimée entre 2.3 km à l'équateur et 6.5 km aux pôles (Clifford 1993). Les mesures effectuées par l'instrument GRS (Gamma Ray Spectrometer) ont permis de confirmer la présence à hautes latitudes de réservoirs riches en hydrogène juste au-dessous de la surface (Boyton et al. 2002) (l'instrument peut sonder seulement le premier mètre du sous-sol martien). Ces réservoirs peuvent contenir entre 20 et 100 % d'hydrogène en masse aux hautes latitudes et entre 2 et 10 % aux latitudes équatoriales (Feldman et al. 2004). Ce réservoir d'eau pourrait interagir sur des échelles de temps de l'ordre du millier d'années (Mellon et al. 2004). Des modèles de circulation globale montrent que ces dépôts de glace aux hautes latitudes ont pu se former durant des périodes de faibles inclinaisons de l'axe de rotation de Mars, par la sublimation de la glace située alors dans les régions équatoriales et le dépôt à hautes latitudes (Levrard et al. 2004).

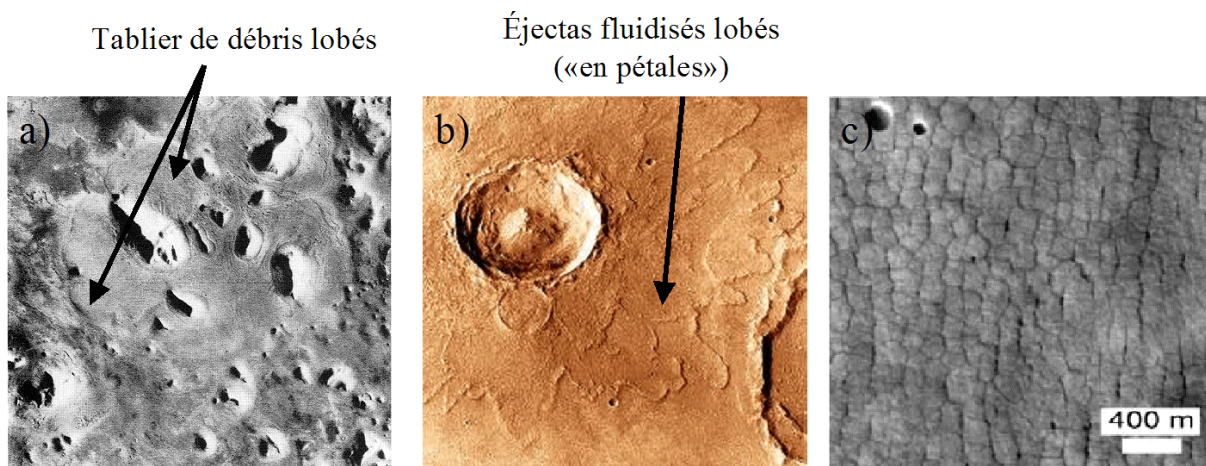


FIG. 0.4 – Quelques indices laissant penser que de l'eau a coulé à la surface de Mars, (a) Tabliers de débris au profil topographique convexe, observés dans la région des « fretted terrains» (Carr 1995), (b) Cratère Yuti (18 km de diamètre) (Crédit photo : Atlas PDS/Nasa/JPL). (c) Réseaux de polygones observés dans la région de Utopia Planitia (image MOC, Mangold 2005)

III) Les indices d'une l'évolution climatique significative

Plusieurs indices laissent penser que Mars a pu connaître des changements climatiques au cours de son histoire. Les principaux indices sont les suivants.

- Les réseaux de vallées (Figure 0.5) («valleys network»)

Les indices d'une évolution climatique significative

Observées pour la première fois par la sonde Mariner 9 en 1972, on les trouve principalement dans l'hémisphère sud dans des terrains anciens. Leurs longueurs varient de quelques kilomètres à quelques centaines de kilomètres et possèdent généralement moins de ramifications que les vallées terrestres (Baker 2001). Elles ont le plus souvent un profil transversal en forme de U avec un fond plat et des bords raides. Entre 70 et 90 % de ces vallées ont été datées du Noachien (Carr 1995). Les quelques vallées post-noachiennes observées se trouvent essentiellement au voisinage des reliefs importants (falaises de Valles Marineris, flancs des volcans et des impacts météoritiques) (Carr 1996). Un écoulement d'eau à la surface à l'origine de la formation de ces vallées a été suggéré dès les années 70 (Sharp et Malin 1975) ; les rôles relatifs entre les précipitations et le sapement de terrain (affaiblissement du sol dû aux eaux souterraines) restent mal connus, le sapement est généralement considéré comme dominant (Carr 1996). L'érosion par de la glace d'eau ou des processus de glissements de terrains ont aussi été évoqués en particulier pour expliquer les vallées observées dans la région des « fretted terrains », les « fretted channels » (Squyres 1978), généralement plus larges que les vallées ramifiées et moins sinueuses. (Carr 1995). Les ravines plus récentes (quelques dizaines de millions d'années) observées sur les flancs des volcans et des impacts météoritiques pourraient avoir une origine hydrothermale (Gulick et Baker 1989).

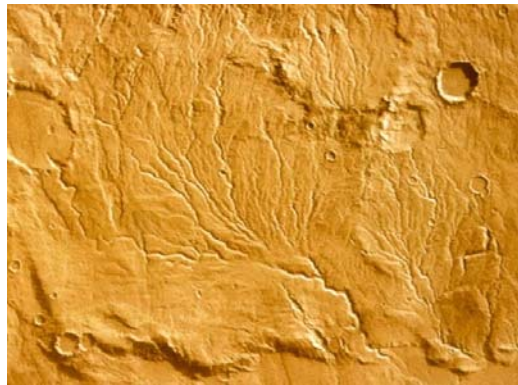


FIG. 0.5 - Réseau de vallées dans les hauts plateaux méridionaux (Lunae Planum) Source : NASA/JPL

- Les vallées de débâcles (« outflow channels »)

Observées pour la première fois par la sonde Mariner 9 (Sharp et Malin 1975), ce sont des grands chenaux pouvant atteindre plusieurs centaines de kilomètres de long et plusieurs dizaines de kilomètres de large avec généralement peu d'affluents et de méandres, entourant des îles en forme de larmes. (Baker et Milton 1974 ; Baker 2001). On les trouve autour des bassins Chryse, Hellas et dans la région d'Elysium (Carr 1996). Leur ressemblance avec certains réseaux observés sur Terre comme les Scablands dans l'Etat de Washington (Baker 1973 ; Baker et Milton 1974) formés durant le pléistocène à partir d'un déversement d'eau catastrophique du lac Missoula laissent penser qu'ils ont été formés par des inondations catastrophiques. Leur débit a été estimé à environ $10^9 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. A titre de comparaison le débit du Mississippi est de $2\text{-}3 \times 10^4 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ et les débits des Scablands ont été estimés aux alentours de $10^7 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ (Carr 1996). La cause probable de ces inondations catastrophiques est sans doute une libération massive d'eau contenue dans le sous-sol martien produite par des éruptions volcaniques ou des impacts météoritiques. L'effondrement du sous-sol martien (provoqué par la fonte du pergélisol) aurait formé les terrains chaotiques observés autour du bassin Chryse et où débutent de nombreuses vallées de débâcles (Les six vallées principales

Introduction

au voisinage du bassin Chryse sont Kasei, Maja, Simud, Tiu, Ares et Mawrth Valles). L'eau relâchée aurait créée ces inondations catastrophiques qui ont pu se produire à différents moments de l'histoire martienne du Noachien à l'Amazonien (Ivanov et Head 2001).

- Les coulées intermittentes

Certaines régions de Mars, pourraient avoir été le siège d'écoulement contenant de l'eau liquide durant ces derniers millions d'années et peut-être même durant la dernière décennie. La région des plaines de Cerbèrus (155°-180° E ; 10° N) est une région jeune datée de moins de 200 millions d'années (Berman et Hartmann 2002). En analysant les images de la caméra MOC (Mars Observer Camera) et de l'altimètre MOLA (Mars Orbiter Laser Altimetry) sur MGS (Mars Global Surveyor), Burr et al. (2002) interprètent trois systèmes de canaux comme des structures formées par un écoulement aqueux dont le débit total aurait pu atteindre $10^6 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. Enfin, en comparant des images obtenues par la caméra MOC en 1999 et 2005, Malin et al. (2006) ont observé l'apparition de nouvelles ravines qu'ils attribuent aussi à un écoulement aqueux qui se serait produit entre 1999 et 2005.

- Un océan sur Mars ?

Un grand nombre de vallées de débâcle et de réseaux de vallées se terminent à la frontière entre les plaines basses de l'hémisphère nord et les hauts plateaux de l'hémisphère sud. La possibilité de la présence d'un océan d'eau liquide dans les plaines du nord, Ocean Borealis (Baker et al. 1991) a été proposée pour expliquer plusieurs observations géologiques réalisées par les missions Viking, en particulier la détection de deux lignes de côte possibles de cet océan (Parker et al. 1989, 1993). La première ligne de côte (contact 1), la plus externe et la plus vieille a été remise en cause par l'interprétation des données de l'altimètre MOLA sur MGS qui a montré que les variations d'altimétrie le long de la ligne dépassaient 6km et par conséquent pouvaient difficilement correspondre à une ligne de côte, la deuxième ligne, la plus interne et la plus récente par contre a été confirmée par l'altimètre MOLA. (Head et al. 1998, 1999). D'autres observations vont dans le sens de l'existence d'un océan passé couvrant les plaines du nord comme la détection de réservoirs d'hydrogène au dessous de la surface par l'instrument GRS à bord de Mars Odyssey suggérant que les terrains sont riches en glace d'eau.

Cependant d'autres observations remettent en cause cette hypothèse en particulier comme la non détection de carbonates à la surface dans ces régions par les instruments TES sur MGS (Christensen et al. 2001) et OMEGA sur Mars Express (Mex) (Bibring et al. 2006) (Les carbonates, principalement sous la forme de carbonates de calcium se forment par la dissolution du dioxyde de carbone atmosphérique dans de l'eau liquide stable suffisamment longtemps et pas trop acide) et la non détection de formations typiques de reliefs côtiers par la caméra MOC sur MGS (Malin et Edgett 1999). Le volume contenu à l'intérieur de la ligne de contact 2 équivaut à un volume de $2.3 \times 10^7 \text{ km}^3$ ce qui correspond à un océan de 156 m GEL. (Carr and Head 2003). Cet océan hypothétique aurait été alimenté par les vallées de débâcle. Les estimations de l'eau ayant pu être apportée varient suivant les auteurs. Carr et Head (2003) estiment que le peu de connaissance actuelle sur les débits cumulés des chenaux d'inondation ne permet pas d'infirmer l'hypothèse d'un océan de 156 m GEL, cependant, d'autres suggestions ont été proposées comme une succession de lacs au cours du temps plutôt qu'un océan global (Scott et al. 1995).

L'hypothèse d'un océan plus vieux datant du Noachien et ayant recouvert 1/3 de la surface de Mars a été proposée (Clifford et Parker 2001), mais est contestée (Carr et Head 2003).

Les indices d'une évolution climatique significative

- Les traces d'anciens glaciers dans les régions équatoriales et les dépôts stratifiés polaires

Actuellement, la glace d'eau est stable en surface uniquement au voisinage des régions polaires (Carr 1996). Cependant les fortes variabilités probables de l'obliquité de l'axe de rotation martien et de l'excentricité de l'orbite martienne durant les derniers millions d'années (Laskar et al. 2004) ont pu entraîner d'importantes accumulations de glace pendant quelques millions d'années dans des régions équatoriales (Richardson et Wilson. 2002). La caméra HRSC (High Resolution Stereo Camera) sur Mars Express a mis en évidence des traces produites par d'anciens glaciers dans les régions à basse latitude sur les flancs des volcans Olympus Mons et Tholus Hecates (Neukum et al. 2004 ; Head et al. 2005).

Age	Processus	Structure
<10 Myr	Jeune structure volcanique et glaciaire, apparition épisodique d'eau liquide	Hellas Montes, Dichotomie Nord/Sud Monts Olympus et Tharsis
<90 Myr	Ecoulement volcanique partiellement couplé avec un mélange de glace	Kasei Valles Echus Chasma Flanc est de Mont Olympus
150-200 Myr	Ecoulement volcanique des volcans boucliers déclenchant une activité fluviale et/ou glaciaire	Kasei Valles Monts Olympus et Tharsis
400-700 Myr	Activité fluviale, probablement déclenchée par du volcanisme	Mangala Valles Ares et Tiu Valles
1.4-1.7 Gyr	Activité fluviale, probablement déclenchée par du volcanisme	Echus Chasma Kasei Valles Medusae Fossae
~3.5 Gyr	Fin du volcanisme des hauts plateaux. Fin de la période principale de formation des vallées de débâcle. Assèchement de l'Océan Borealis (s'il a existé)	Hadriaca Patera Kasei, Ares et Tiu Valles Iani Chaos

TAB. 0.1 - Activité fluviale, volcanique et glaciaire épisodique sur Mars depuis 3.5 milliards d'années (d'après Neukum et al. 2006). Les volcans martiens (Olympus Mons, Elysium Mons, ...) correspondent à des volcans boucliers comme le volcan Mauna Loa sur l'île Hawaï sur Terre.

Introduction

L'interprétation de ces observations à l'aide de modèle GCM (Modèle de circulation générale) confirme la possibilité d'accumuler de la glace et de former des glaciers dans ces régions suite aux variations d'obliquité de l'axe de rotation martien (Forget et al. 2006). La présence de ce qui pourrait être des eskers (formation glaciaire produite après la fonte d'un glacier) dans la région d'Argyre est un indice de la présence d'anciens glaciers dans cette région (Hietsinger et Head 2002). Enfin les dépôts stratifiés observés dans les calottes polaires (Clifford et al. 2000) résultent aussi de la variation des paramètres orbitaux de Mars (Laskar et al. 2004), l'étude de ces couches à l'aide de la caméra HiRISE à bord de Mars Reconnaissance Orbiter pourrait aider à mieux comprendre les échelles de temps de ces changements climatiques martien durant les derniers millions d'années (Byrne et al. 2007). Le tableau 0.1 déduite des observations de la caméra HRSC sur Mars Express (Neukum et al. 2006) résume la chronologie des principaux phénomènes géologiques observés sur Mars depuis 3.5 milliards d'années.

- Les taux d'érosion

L'étude des grands cratères anciens et des anciens bassins montre qu'ils sont fortement dégradés. Par ailleurs l'absence de petits cratères de diamètre inférieur à 15 km indique que les taux d'altération de la surface de Mars étaient plus importants durant le Noachien qu'ils ne le sont actuellement, les estimations allant de 0.1 –10 $\mu\text{m}/\text{an}$. (Craddock et Maxwell 1993). A titre de comparaison, les taux d'érosion actuels sont estimés à 0.01 $\mu\text{m}/\text{an}$ (Arvidson et al. 1979).

- Les indices minéralogiques

Les données minéralogiques fournies par les observations infrarouges du sol martien, donnent aussi des renseignements sur l'action de l'eau éventuellement présente dans le passé à la surface de Mars, sur la composition du sol et sur les changements climatiques possibles (Chevrier et Mathé 2007). La surface de Mars est essentiellement composée de basaltes plus ou moins oxydés, caractéristiques des matériaux volcaniques ferromagnétiques (basaltes riches en éléments lourds comme le fer ou le magnésium) tels que les pyroxènes et de leurs produits d'altération. Cependant dans quelques endroits localisés, des hématites formées par des processus aqueux comme la goethite ont été détectées par l'instrument TES (Christensen et al. 2001) et par les rovers Spirit et Opportunity dans les régions de Columbia hill et de Meridiani Planum (Arvidson et al. 2006 ; Squyres et al. 2006). L'instrument OMEGA sur Mars Express a permis de cartographier dans l'infrarouge près de 90% de la surface martienne avec une résolution de 1.5 à 5km. Les observations d'OMEGA ont montré que les pyroxènes, auxquels sont associées de grandes quantités d'olivine, étaient les minéraux majoritaires en particulier dans l'hémisphère sud (Bibring et al. 2006). Dans l'hémisphère nord, on trouve surtout une phase altérée sous la forme d'oxydes de fer anhydre de petites tailles ayant une structure nanocristalline (Fe_2O_3) dont la formation ne nécessite pas la présence d'eau liquide (Bibring et al. 2006). Les deux rovers Spirit et Opportunity ont aussi observé d'importantes quantités d'oxydes de fer nanocristallins distribués sur plusieurs kilomètres sans doute transportés par le vent (Arvidson et al. 2006 ; Squyres et al. 2006). Les grandes quantités de sels (chlorure et bromure) observées par Opportunity dans les cratères Endurance et Eagle pourraient s'expliquer par la présence d'eau liquide, acide et riche en sels qui se serait évaporée (Squyres et al. 2006).

Les indices d'une évolution climatique significative

Deux types de minéraux hydratés ont été découverts dans certaines régions localisées : des sulfates et des phyllosilicates (minéraux argileux produit par altération aqueuse de silicates). De petites concentrations de carbonates (2 – 5 % en masse) ont été observées dans des grains de poussières par l'instrument TES sous forme de magnésite (MgCO_3) (Bandfield et al. 2003). L'instrument OMEGA n'a pas détecté de carbonates à la surface de Mars.

Les sulfates incluent des sulfates de magnésium, des sulfates de calcium, et des jarosites (Klingelhöfer et al. 2004). Ces composés hydratés ont été cartographiés par l'instrument OMEGA. On les trouve essentiellement dans trois régions : Valles Marineris (Gendrin et al. 2005), Terra Meridiani (étudié par le rover Opportunity : Squyres et al. 2006) et les dunes sombres au bord de la calotte polaire Nord (Langevin et al. 2005). Le processus de formation de ces sulfates est un processus de surface nécessitant des quantités d'eau substantielles et un environnement acide (Bibring et al. 2006)

La plupart des phyllosilicates sont des composés riches en fer (chamosite, nontronite) bien que des composés riches en aluminium aient aussi été détectés (motmorillonite). Ces composés ont été trouvés dans des terrains datés du Noachien (Nili Fossae, Syrtis Major, sur les flancs de Mawrth Vallis) (Poulet et al. 2005). La formation en surface de ces minéraux requiert de grandes quantités d'eau alcaline, tandis qu'une formation sous la surface (activité hydrothermale par exemple) ne nécessite pas une atmosphère chaude et dense.

- Le champ magnétique crustal

L'une des découvertes importantes concernant l'évolution climatique martienne est la détection d'un champ magnétique d'origine crustale intense par l'instrument MAG/ER (Magnetometer/Electron Reflectometer) sur MGS (Acuña et al. 1998). Les sources crustales les plus intenses (environ 10 fois l'intensité des champs crustaux terrestres les plus intenses) sont observées dans les anciens terrains cratérisés de l'hémisphère sud (Figure 0.6) datant du noachien ; cette magnétisation, aussi observée sur la météorite ALH84001 provenant de Mars et datée du Noachien semble être la signature d'une ancienne dynamo Martienne durant le Noachien (Acuña et al. 1999). La figure 0.6 montre une carte de la composante radiale du champ crustal à 200 km d'altitude réalisée à partir des données de la mission MGS.

Cette dynamo associée au mouvement convectif dans le noyau liquide de la planète aurait ainsi créé une magnétosphère autour de Mars qui aurait protégé la planète du vent solaire. L'absence de champs crustaux près des grands bassins (Hellas, Argyre) indique que cette dynamo a rapidement disparu, et par conséquent que le noyau de Mars s'est refroidi très rapidement. Ce qui est possible en l'absence d'une tectonique entretenant la convection du noyau (tectonique favorisée par la présence d'eau liquide à la surface), le refroidissement est aussi favorisé si le noyau est riche en soufre (Stevenson 2001).

Introduction

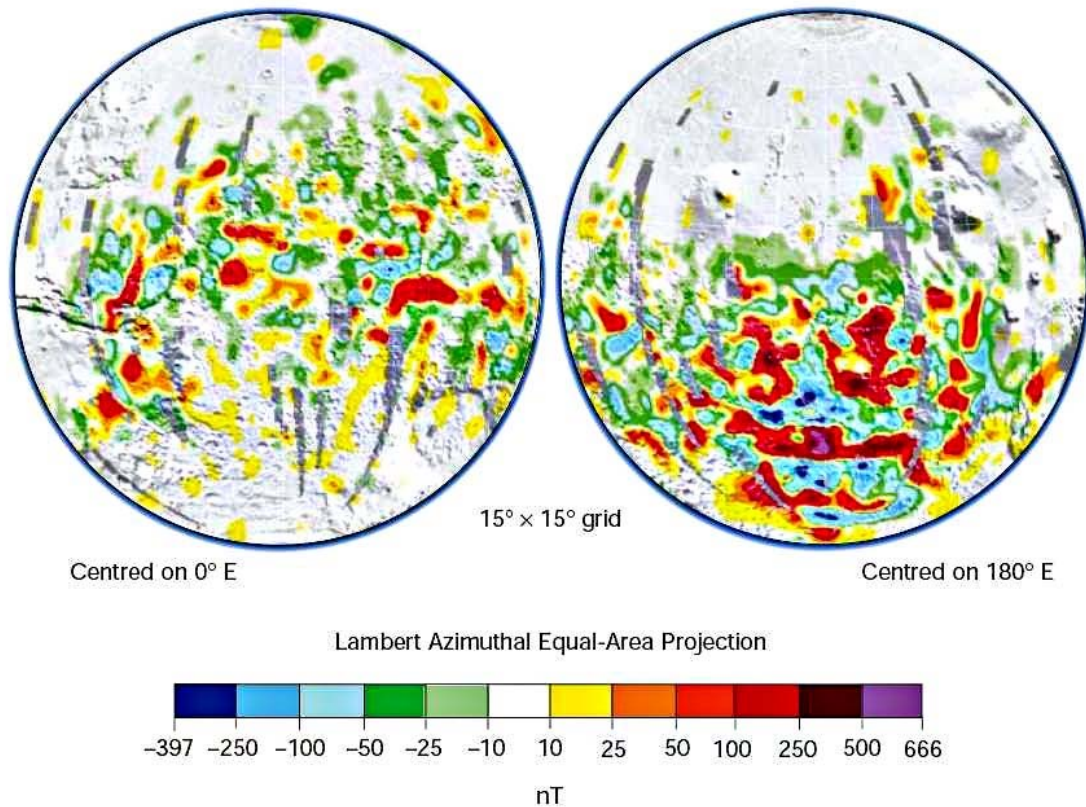


FIG. 0.6 - Composante radiale du champ magnétique crustal à 200 km obtenu à partir des données collectées par la mission Mars Global Surveyor (extrait de Stevenson 2001). Les plus importantes sources crustales sont observées dans l'hémisphère sud. Ces cartes ont été réalisées par M. Purucker du Goddard Space Flight Center et publiées sous une représentation différente dans Purucker et al. (2000)

- Les analyses isotopiques

Parmi les nombreuses météorites découvertes sur Terre, quelques dizaines dénommées « SNC » en référence aux lieux de découverte des premières météorites de ce type (Shergotty en Inde, Nakhla en Egypte, Chassigny en France), proviennent de Mars (Fig. 0.7). L'origine martienne de ces météorites a été déduite de la composition chimique des inclusions gazeuses similaire à la composition de l'atmosphère de Mars observée par les sondes Viking (McSween 1994).



FIG. 0.7 - ALH84001, météorite d'origine martienne découverte en Antarctique en 1984. En 1996, l'équipe de D. McKay du Johnson Space Center annonce la découverte de la trace possible d'un fossile d'organisme vivant au cœur de cette météorite (McKay et al. 1996). Le cube placé à côté de la météorite mesure 1 cm de côté, (crédit NASA)

Les indices d'une évolution climatique significative

D'après leur composition minéralogique, ces météorites représentent des roches ignées, produites par le refroidissement d'un magma en profondeur (roches ultramafiques) ou en surface (roches basaltiques). Leur âge, déterminée par radiochronologie (utilisant certains éléments qui se désintègrent radioactivement comme par exemple la désintégration du ^{87}Rb en ^{87}Sr) varie entre ~ 1.3 (Nakhla) et ~ 4 (ALH84001) milliard d'années (Nyquist et al. 2001).

La comparaison des rapports isotopiques des différents composants atmosphériques des planètes telluriques permet de contraindre les modèles d'évolution (Chassefière et Leblanc 2004 ; Chassefière et al. 2007). Le tableau 0.2 donne les rapports isotopiques mesurés dans les inclusions gazeuses sur les météorites SNC, dans l'atmosphère martienne par les sondes Viking 1 et 2 et sur Terre. Les différences observées reflètent soit des différences dans la composition des planétésimaux parents soit, si les compositions initiales étaient identiques, un fractionnement dû aux processus de dégazage (volcanisme), dû à l'échappement atmosphérique au cours des premiers 100 millions d'années après la formation de Mars ou au cours d'une période plus tardive.

Rapport isotopique	Données Viking	SNC	Valeurs Terrestres	Valeurs Solaires
D/H	$9 \pm 4 \times 10^{-4}$		1.56×10^{-4}	
$^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$	1.1×10^{-2}		1.1×10^{-2}	
$^{15}\text{N}/^{14}\text{N}$	5.9×10^{-3}		3.7×10^{-3}	
$^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$	2.0×10^{-3}		2.0×10^{-3}	
$^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$		0.09-0.14	0.10	0.07
$^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$	3000 ± 500	1900 ± 100	295.5	
$^{82}\text{Kr}/^{84}\text{Kr}$		0.210	0.202	0.205
$^{136}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$		0.4	0.329	0.265

TAB. 0.2 - Rapports isotopiques des principaux éléments atmosphériques de Mars, la Terre et du Soleil (d'après Chassefière et Leblanc 2004 voir les références dans cet article).

- Xénon

L'enrichissement en isotope lourd du xénon aussi bien sur Terre que sur Mars (Tableau 0.2 ligne 9) est attribué à une phase primordiale d'échappement hydrodynamique il y a ~ 4.1 milliards d'années environ (Pepin 1994 ; 2006). L'atmosphère primaire de Mars, riche en hydrogène était alors soumise à un rayonnement UV solaire intense (10 fois plus intense il y a 4 milliards d'années) et aurait connu une expansion de type cométaire, les éléments légers (hydrogène) entraînant les éléments plus lourds (Hunten et al. 1987). Les autres mécanismes d'échappement sont inefficaces pour produire l'échappement d'un constituant de masse atomique aussi élevé. Le xénon est le seul élément permettant de contraindre cette phase d'échappement hydrodynamique primordiale.

- Autres gaz rares (Kr, Ar, Ne)

L'échappement hydrodynamique seul ne permet pas de reproduire les rapports isotopiques observés pour les autres gaz nobles les plus légers comme le krypton, l'argon et le néon. Pour ces gaz rares, les rapports isotopiques observés semblent résulter de processus plus tardifs que la phase d'échappement hydrodynamique évoquée précédemment comme le dégazage d'une partie du manteau enrichissant l'atmosphère en gaz rares, l'érosion de l'atmosphère par le criblage (les éléments les plus légers s'échappent plus facilement que les éléments les plus lourds à cause de la séparation en masse par diffusion des espèces dans la thermosphère) ou

Introduction

une phase d'échappement hydrodynamique secondaire moins intense que la première (Pepin 1994 ; Jakosky et al. 1994). L'argon radioactif (^{40}Ar) produit par la désintégration de ^{40}K contenu dans le manteau martien est indicateur de l'importance du dégazage au cours de l'histoire martienne (Chassefière et al. 2007).

- Carbone, Oxygène, Azote

Les valeurs de $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$ et $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$ mesurés sur Mars sont proches de celles observées sur Terre ce qui implique que l'échappement au cours de l'histoire de Mars a été compensée par des échanges avec des réservoirs non fractionnés comme les mécanismes de piégeage en surface et de recyclage. Par exemple, la formation de carbonates à la surface a tendance à piéger plus facilement le ^{13}C que le ^{12}C entraînant un enrichissement en ^{12}C de l'atmosphère.

Pour l'azote, le rapport isotopique $^{15}\text{N}/^{14}\text{N}$ mesuré actuellement sur Mars est 1.6 fois plus grand que celui mesuré sur Terre. (Tableau 0.2). Les modèles actuels montrent que ce rapport pourrait être atteint en seulement 1.4 milliards d'années et donc que l'azote devrait être enrichi en éléments lourds plus qu'il ne l'est actuellement (Fox 1993). Plusieurs solutions ont été proposées pour résoudre ce problème comme une atmosphère passée plus riche en CO_2 réduisant la quantité relative de N_2 , un dégazage progressif de N_2 (Jakosky et al. 1994) ou le piégeage de N_2 dans des réservoir situés à la surface comme le régolite martien (Zent et al. 1994).

- Hydrogène et deutérium

Le rapport isotopique entre le deutérium et l'hydrogène de 1.56×10^{-4} des océans terrestres sert de référence (SMOW : Standard Mean Ocean Water). C'est aussi le rapport mesuré dans les météorites usuelles supposées avoir conservé le rapport de la nébuleuse planétaire primordiale. Sur Terre ce rapport n'a pas évolué au cours du temps. Dans la basse atmosphère de Mars, ce rapport a été estimé à 5.2 SMOW à partir de mesures infrarouges du rapport $\text{HDO}/\text{H}_2\text{O}$ (Owen et al. 1988) alors que dans la haute atmosphère de Mars il est estimé 11 fois plus faible SMOW (Krasnopolsky et al. 1998). A partir de ce rapport, Krasnopolsky et al. (1998) ont estimé que 30 m GEL s'était échappé dans le milieu interplanétaire depuis la fin de l'échappement hydrodynamique. L'hétérogénéité du rapport D/H dans l'atmosphère martienne a été attribuée à deux effets : une section efficace de photolyse de HDO plus petite que la section efficace de photolyse de H_2O (Cheng et al. 1999) et une condensation de HDO plus facile que H_2O (Fouchet et Lellouch 2000 ; Bertaux et Montmessin 2001). Ce rapport pourrait aussi varier fortement à haute latitude et être légèrement inférieur au rapport isotopique de la calotte polaire Nord (Montmessin et al. 2005).

IV) Un scénario possible de l'évolution climatique

Les vallées fluviales et les taux d'érosion élevés laissent penser que le climat martien était plus chaud et plus humide dans le passé. L'un des enjeux majeurs de l'étude de Mars est de savoir comment a évolué cette atmosphère primitive à partir des différents éléments présentés au paragraphe précédent.

Nous présentons ici un exemple de schéma possible de l'évolution du climat martien proposé par Jakosky et Phillips (2001) complété par les récentes données minéralogiques fournies par l'instrument OMEGA sur Mars Express et par les rovers Spirit et Opportunity de la mission Mars Exploration Rovers. Ce scénario, dont les dates sont approximatives, reste très incomplet et pourrait être remis en cause par des observations futures.

Un scénario possible de l'évolution climatique

- Début du Noachien (~4.6 – 3.9 Gyr)

Au début du Noachien, peu de temps après la formation de la planète, Mars, comme les autres planètes a subi un fort bombardement (Gomes et al. 2005), qui a créé les grands bassins martiens (Tanaka 1986) et qui a pu provoquer une forte érosion de l'atmosphère de Mars (Melosh et Vickery 1989). Brain et Jakosky (1998) ont estimé qu'entre 50 et 90% de l'atmosphère martienne aurait pu être éjectée. Cependant une partie des impacts aurait aussi pu enrichir l'atmosphère en éléments volatils comme l'eau ou le dioxyde de carbone (Owen et Bar-Nun 1995).

Par ailleurs, le rayonnement UV solaire était sans doute beaucoup plus important à cette époque qu'il ne l'est actuellement comme on peut l'observer sur des étoiles analogues solaires plus jeune, (T-Tauri). Le chauffage important induit par ce rayonnement aurait pu provoquer d'importantes pertes d'atmosphère d'une atmosphère, par échappement hydrodynamiques. C'est durant cette époque que les vallées fluviales se seraient formées. L'atmosphère martienne à cette époque était donc probablement plus chaude et plus humide et les taux d'érosion à la surface plus intenses que ceux de la période actuelle. L'altération de la surface, alors aqueuse et alcaline (« phyllosian era ») aurait formé les phyllosilicates observés par l'instrument OMEGA à bord de Mars Express. (Bibring et al. 2006)

C'est aussi à cette époque que se serait formé le dôme Tharsis, la plus importante région volcanique de Mars (Phillips et al. 2001). La dynamo due au mouvement de convection dans le noyau liquide aurait donné naissance à une magnétosphère au début du Noachien protégeant la planète du vent solaire mais qui se serait rapidement arrêtée entre ~-3.7 et -4.1 Gyr (Acuña et al. 1999). La fin du bombardement météoritique aurait continué à modifier la surface de Mars.

- Fin du Noachien – Début Hespérien : (~3.9 – 3.7 Gyr)

A la fin du Noachien vers -3.9 Gyr, la formation volcanique du massif Tharsis tout comme la période de bombardement tardive a pu considérablement modifier l'atmosphère de Mars en relâchant de grandes quantités de soufre, de dioxyde de carbone et de vapeur d'eau, et ainsi maintenir un environnement plus chaud que le climat actuel (Phillips et al. 2001 ; Solomon et al. 2005). La déformation de la lithosphère due au poids de Tharsis aurait provoqué une dépression dans un rayon d'environ 5000 km, dans la région où sont concentrées les vallées de débâcles. C'est à cette époque que se seraient formés le grand canyon Valles Marineris (Phillips et al. 2001) et peut-être l'Océan Borealis (Baker et al. 1991)

Au cours de cette période (« theikian era »), l'environnement martien serait devenu plus acide suite à un volcanisme intense qui aurait aussi relâcher de grandes quantités d'eau conduisant à la formation des grandes quantités de sulfates observées par l'instrument OMEGA sur Mars Express et par le rover Opportunity dans la région de Terra Meridiani. La disparition de la dynamo martienne a eu pour conséquence la disparition de la magnétosphère associée ce qui aurait pu faciliter l'érosion de l'atmosphère par le vent solaire (Luhmann et al. 1992). Ces pertes auraient pu être particulièrement importantes à cette époque où le flux ionisant solaire était plus important (~6 fois le flux actuel) et la majeure partie de l'atmosphère disparaître à la fin de cette phase.

- Hespérien – Amazonien (~3.7 – 0 Gyr)

Depuis la fin de l'Hespérien jusqu'à aujourd'hui, la planète Mars a probablement été toujours froide. Cette période se caractérise par une activité hydrologique et volcanique plus faible. L'environnement martien serait passé progressivement d'un environnement acide à

Introduction

l'environnement actuel suite à la diminution de l'activité volcanique. (passage de « theiikien » au « siderikien »). Durant le « sidérilien » l'eau liquide n'aurait joué aucun rôle majeur dans les processus d'altération de la surface, bien que des écoulements, déclenchés par de l'activité volcanique ainsi qu'une activité hydrothermale, aient encore probablement existés. Des processus lents pouvant résulter de l'action du peroxyde H_2O_2 avec la surface auraient modifié uniquement la surface sur quelques millimètres seulement et seraient à l'origine de la formation des grandes quantités d'oxydes ferriques anhydres observés. Ces oxydes, observés par l'instrument OMEGA (Bibring et al. 2006) et par les deux rovers Spirit (Arvidson et al. 2006) et Opportunity (Squyres et al. 2006) auraient été redistribués sur de grandes surfaces par des processus éoliens.

Les changements d'inclinaison et d'excentricité de l'orbite martienne (Laskar et al. 2004) ont pu provoquer une redistribution des réservoirs de glace d'eau et des modifications partielles des conditions climatiques (Montmessin 2006). Durant les périodes de fortes inclinaisons de l'axe de rotation de Mars, les modèles prédisent un cycle de l'eau plus important pouvant alors conduire à la formation de glaciers de plusieurs centaines de mètre d'épaisseur sur les flancs des volcans (région de Tharsis et Olympus Mons par exemple) (Forget et al. 2006). Ces changements d'inclinaison et d'excentricité de l'orbite martienne sont à l'origine des couches sédimentaires observées dans les calottes polaires (Laskar et al. 2004) observées récemment à très haute résolution par la caméra HiRISE à bord de Mars Reconnaissance Orbiter (MRO) (Fishbaugh et al. 2007).

La diminution du flux solaire dans l'extrême ultraviolet aurait entraîné une diminution de l'érosion de l'atmosphère due à l'interaction du vent solaire. La figure 0.8 résume les principales étapes du scénario décrit ci-dessus.

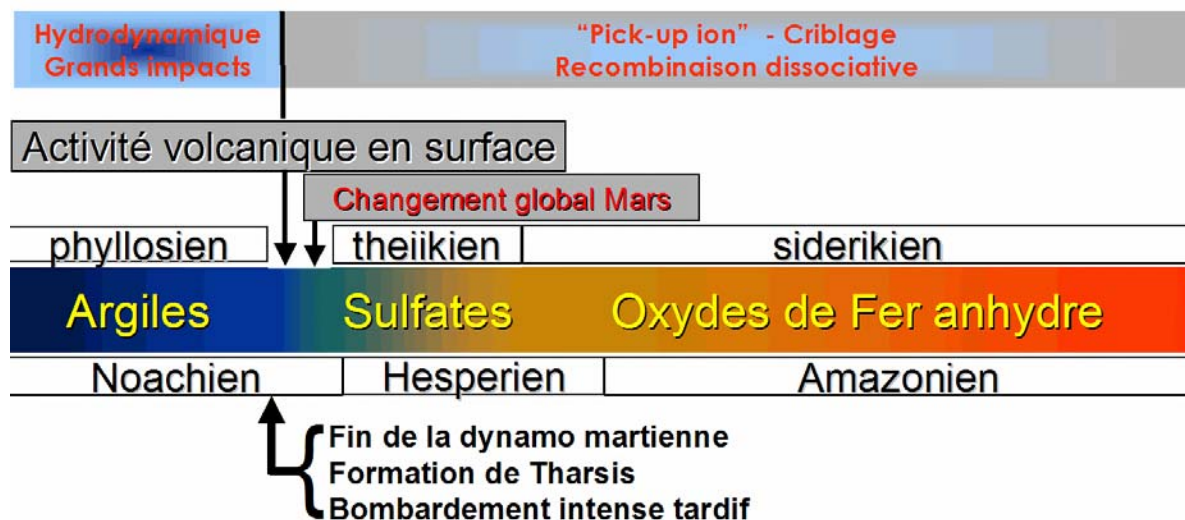


FIG. 0.8 - Chronologie possible des éléments principaux ayant modifié l'atmosphère de Mars (d'après Chassefière et Leblanc 2004 ; Jakosky et Phillips 2001 ; Bibring et al. 2006).

V) Les mécanismes d'échappement

Plusieurs mécanismes ont été identifiés comme susceptibles de provoquer une érosion de l'atmosphère. Ces processus peuvent être classés en deux groupes: les mécanismes d'échappement thermique et les mécanismes d'échappement non-thermiques (Chassefière et Leblanc 2004).

Les mécanismes d'échappement

- Les mécanismes d'échappement thermique

○ L'échappement de Jeans

Deux types de mécanismes d'échappement thermique existent ou ont pu exister sur Mars, l'échappement de Jeans et l'échappement hydrodynamique.

A très haute altitude (au-dessus de l'exobase à 200 km d'altitude), les particules ne subissent plus de collision du fait de la raréfaction du milieu (ce point sera approfondi dans le chapitre 1). Elles ont donc des trajectoires balistiques. Les particules à l'exobase ayant une vitesse supérieure à la vitesse d'échappement et dirigée vers le haut s'échappent vers le milieu interplanétaire : c'est l'échappement de Jeans (Jeans 1916). La queue de la distribution des vitesses à l'exobase se vide lentement des particules les plus énergétiques et se repeuple via les collisions.

La formule de Jeans qui peut se retrouver à partir de la théorie de Chamberlain (Annexe A) permet d'estimer le flux d'échappement à l'exobase.

$$F_{\text{Jeans}} = \frac{n_{\text{exo}} u_{\text{th}}}{2\sqrt{\pi}} (1 + \lambda_{\text{exo}}) \exp(-\lambda_{\text{exo}}) \quad (0.1)$$

λ_{exo} est le paramètre d'échappement donné par :

$$\lambda_{\text{exo}} = \frac{GMm}{kT_{\text{exo}} r_{\text{exo}}} \quad (0.2)$$

n_{exo} la densité de l'espèce considérée à l'exobase, u_{th} la vitesse la plus probable donnée par :

$$u_{\text{th}} = \sqrt{\frac{2kT_{\text{exo}}}{m}} \quad (0.3)$$

m la masse de l'espèce considérée (1.67×10^{-27} kg pour l'hydrogène), M la masse de la planète considérée (6.4×10^{23} kg pour Mars), T_{exo} la température à l'exobase (~ 200 - 300 K sur Mars), $r_{\text{exo}} = R_p + z_{\text{exo}}$, la distance de l'exobase par rapport au centre de la planète (R_p est le rayon de la planète ~ 3400 km pour Mars et z_{exo} l'altitude de l'exobase ~ 200 km sur Mars).

λ_{exo} est proportionnel à la masse. Appliqué à Mars, ce mécanisme est important uniquement pour les espèces légères (H, H₂, D). Typiquement pour l'hydrogène, pour une densité $n_{\text{exo}} = 2.7 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ et une température de 350 ± 100 K (ce sont les valeurs estimées par les missions Mariner 6 et 7 ; voir chapitres 3 et 6), on trouve un flux d'échappement de $1.6 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, si l'on suppose le flux d'échappement uniforme à l'exobase, on obtient un taux d'échappement total de $2.6 \times 10^{26} \text{ s}^{-1}$ (avec une exobase située à 250 km).

A titre de comparaison pour l'oxygène, pour une densité à l'exobase de $1 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ et une température de 350 K, on aurait un flux d'échappement de $6.6 \times 10^{-16} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$!!

L'échappement de Jeans est très sensible à la température à l'exobase. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre 6.

○ L'échappement hydrodynamique

La théorie de l'échappement hydrodynamique de l'hydrogène entraînant les espèces plus lourdes a été développée par Hunten (1973) et appliquée au fractionnement isotopique par Zahnle et Kasting (1986) et Hunten et al. (1987). Cet échappement correspond au cas limite

Introduction

de l'échappement thermique lorsque le paramètre d'échappement devient proche de 1. (< 1.5 pour une espèce atomique ; Watson et al. 1981). La distribution des vitesses à l'exobase se dépeuple rapidement et n'a pas le temps de se repeupler par collision sur des échelles de temps courtes. Cet échappement a pu être important au tout début de l'histoire de Mars lorsque son atmosphère primitive était riche en hydrogène (Chassefière et Leblanc 2004).

- Les mécanismes d'échappement non thermique

- o Bombardement météoritique

Le bombardement qu'a connu Mars pourrait avoir provoqué un échappement important de l'atmosphère martienne (Melosh et Vickery 1989). Les grands impacts de cratère à la surface de Mars montrent que ce mécanisme a été important durant le Noachien.

Actuellement le taux d'impact est beaucoup plus faible que durant le Noachien et ce mécanisme n'a plus d'influence majeure sur l'atmosphère de Mars.

On note que dans ce processus il n'y a pas de fractionnement selon la masse. C'est donc un bon candidat pour expliquer la perte du CO_2 de Mars.

Plusieurs mécanismes actuels sont à l'origine d'un échappement non-thermique (échappement des populations chaudes qui ne sont pas en équilibre avec le milieu ambiant). Ces mécanismes seront décrits en détails dans les chapitres suivants en voici cependant une description rapide :

- o L'échappement chimique

Certaines réactions chimiques exothermiques produisent des atomes avec un excès d'énergie cinétique allant peupler l'exosphère. Une partie des atomes chauds créés a une énergie suffisante pour s'échapper dans le milieu interplanétaire. C'est le cas, en particulier, pour les réactions se produisant au voisinage de l'exobase où les densités ioniques restent suffisamment abondantes pour créer des particules chaudes et où le nombre de collisions est suffisamment faible pour que cette population chaude créée ne soit pas thermalisée par des collisions avec l'atmosphère environnante. Ces réactions chimiques sont les principales sources d'échappement actuels pour les espèces lourdes comme C, N, O. Ces mécanismes sont importants sur Mars à cause de sa faible gravité.

Les trois mécanismes d'érosion suivant pourraient être particulièrement important sur Mars à cause de l'absence d'une magnétosphère permanente de type terrestre.

- o L'échappement ionique

On distingue généralement deux types d'échappement ionique (Chassefière et Leblanc 2004).

L'échappement d'ions exosphérique : Ces ions (principalement H^+ et O^+) sont formés à partir de la composante neutre exosphérique, sont accélérés par le vent solaire et acquièrent une énergie suffisante pour s'échapper dans le milieu interplanétaire.

L'échappement ionosphérique. Dans ce cas, ce sont les ions produits dans la basse ionosphère (au-dessous de l'exobase) qui atteignent l'exobase par diffusion, sont accélérés par le vent solaire (principalement : O_2^+ , CO_2^+ et O^+) et s'échappent dans le milieu interplanétaire. Ce mécanisme sera brièvement évoqué dans le chapitre 1 mais il n'est pas l'objet de ce travail de thèse.

Seul l'échappement d'ions a été mesuré actuellement (Lundin et al. 1989 ; Verigin et al. 1991 ; Barabash et al. 2007)

Les mécanismes d'échappement

○ Le criblage

C'est le dernier mécanisme d'érosion important de l'atmosphère de Mars (Haff et al. 1978). Une partie des ions accélérés par le vent solaire ne s'échappe pas mais, à cause de leur rayon de giration proche du rayon de Mars, réimpacte l'atmosphère de Mars. Ils transfèrent alors une partie de leur énergie aux espèces présentes au voisinage de l'exobase et provoquent la dissociation des espèces moléculaires et un échappement sous forme atomique (C, N O, Ar) (Johnson 1990 ; 1994). Ce mécanisme sera décrit en détail dans le chapitre 1.

Nous voyons, à travers ces mécanismes d'échappement le rôle clef de l'exosphère. Sa température et sa densité donnent des informations essentielles pour évaluer l'échappement d'hydrogène dans le milieu interplanétaire. Sa formation en composants lourds non-thermiques permet d'évaluer l'importance de l'échappement non-thermique dû aux processus photochimiques, enfin son rôle majeur dans l'interaction directe avec le vent solaire permet d'évaluer la formation du choc planétaire, le rôle des champs crustaux et surtout l'échappement non-thermique ionique et de l'échappement résultant du criblage.

Dans le premier chapitre, je donnerai une présentation générale de la structure de la haute atmosphère de Mars et de son interaction avec le vent solaire. Dans le second chapitre, je présenterai les résultats théoriques de cette thèse sur la formation de la couronne d'oxygène, de son interaction avec le vent solaire et de l'échappement d'oxygène (effectué en collaboration avec R. Modolo et G.M. Chanteur du CETP). Dans le chapitre trois, les observations des émissions UV de la haute atmosphère, dont l'étude permet d'extraire des informations sur la densité et la température exosphérique, seront décrites ainsi que l'instrument SPICAM-UV à bord de Mars-Express qui effectue de telles observations. Dans le chapitre 4, je décrirai le transfert de rayonnement et les modèles utilisés pour étudier les raies exosphériques. Enfin les deux derniers chapitres présentent les résultats obtenus grâce à l'étude de la raie Lyman- α de l'hydrogène (chapitre 5) et le triplet à 130.4 nm de l'oxygène (chapitre 6).

Chapitre 1 : La haute atmosphère martienne et l'interaction avec le vent solaire

Dans ce chapitre, après une présentation générale de l'atmosphère de Mars dans le premier paragraphe, le deuxième paragraphe décrit plus en détail l'atmosphère martienne située entre 80 et 200 km (Thermosphère) où les réactions photochimiques et les processus d'ionisation deviennent important. Le troisième paragraphe décrit l'exosphère martienne située au-dessus de 200 km et les différentes populations susceptibles peuplant cette exosphère. Enfin le dernier paragraphe résume les caractéristiques de l'interaction du vent solaire avec l'atmosphère de Mars.

I.1) Structure verticale de l'atmosphère martienne

L'atmosphère martienne est composée essentiellement de CO₂. Sa pression moyenne à la surface, de 6 mbar, fut mesurée dès les années 60 par des observations au sol (Owen 1966) et par les missions Mariner 4, 6, 7 et 9 (Kliore et al 1965, Barth 1974). Cette pression varie de 20-30% environ avec la condensation saisonnière du CO₂ au niveau des calottes polaires. La température à la surface est voisine de 220 K avec des variations importantes en fonction de l'heure locale, de la latitude et de la saison. Cette atmosphère froide et très ténue (la pression sur Terre est 166 fois plus élevée) rend impossible la présence d'eau liquide de façon durable. L'écart important de température entre le jour et la nuit (environ 60 K) au voisinage de la surface est à l'origine d'une couche convective d'environ 10 km d'épaisseur dans laquelle la température décroît de 4.3K/km (Leovy 2001).

Au-dessus de cette couche convective, dans la troposphère, la décroissance de la température est moins forte, la température peut approcher la limite de condensation de CO₂ (~ 140 K) vers 40 km.

Vers 15 km, une inversion de température a été observée dans le profil de température obtenu in-situ par l'atterrisseur Pathfinder. Cette inversion a été attribuée à la présence de nuages de glaces d'eau ce qui a été confirmée par les études théoriques (Schofield et al. 1997 ; Haberle et al. 1999). Des nuages de CO₂ ont aussi été observés jusqu'à des altitudes voisines de 100 km (Montmessin et al. 2006). La température de l'atmosphère martienne est très fortement dépendante de la quantité de poussière en suspension (Gierasch et Goody 1972) en particulier lorsque Mars se rapproche du soleil lors du solstice d'hiver, des tempêtes de poussières peuvent se produire sur de vastes étendues.

Dans la moyenne atmosphère ou mésosphère (40-100km), le profil vertical de température est déterminé par l'équilibre entre le rayonnement solaire absorbé et le rayonnement émis par l'atmosphère en particulier par la bande à 15 µm du CO₂. Les gradients de températures induits par la différence du flux solaire incident reçu du côté jour et du côté nuit sont à l'origine d'un réseau complexe de vents horizontaux dont la vitesse a pu être mesurée directement par les sondes Viking lors de leur descente dans l'atmosphère martienne et plus récemment par la mission Pathfinder. L'absorption du rayonnement UV dans la mésosphère est à l'origine d'une chimie complexe, liée à la photodissociation des composés moléculaires comme CO₂, H₂O, N₂.

Au-dessus de 100 km, dans la thermosphère, l'absorption du rayonnement UV solaire entraîne un chauffage de l'atmosphère, l'ionisation des éléments principaux et de nombreuses réactions chimiques entre ions et neutres. Ces réactions sont en partie à l'origine

:

- du rayonnement UV émis par l'atmosphère martienne (voir chapitre 3)
- de l'échappement des éléments lourds sous forme atomique (N, C, O).

Chapitre 1 : La haute atmosphère martienne et l'interaction avec le vent solaire

Les variations diurnes des mécanismes de photodissociation, photoionisation et de chauffage sont à l'origine de la circulation thermosphérique.

Enfin au-dessus de 200 km, la densité devient tellement faible, que les collisions entre particules deviennent négligeables. Dans cette région, les espèces neutres ont des trajectoires balistiques. Cette région terminale des atmosphères planétaires s'appelle l'exosphère. Dans ce chapitre nous allons décrire plus en détail la haute atmosphère martienne (hétérosphère), c'est à dire la thermosphère neutre située entre 100 et 200 km environ, l'ionosphère et l'exosphère.

La figure 1.1 donne les profils de température de Mars mesuré par les sondes Viking 1 et 2 lors de leur descente dans l'atmosphère et les principales régions de l'atmosphère de Mars.

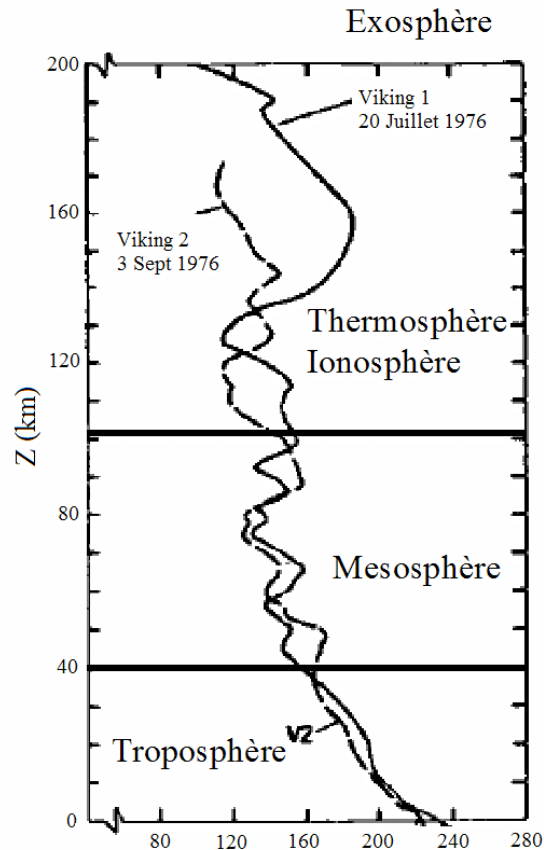


FIG. 1.1 – Profils de température mesurés par les sondes Viking 1 et 2 (Nier et McElroy 1977)

I.2) La thermosphère et l'ionosphère de Mars

I.2a) Composante neutre

La thermosphère de Mars se situe approximativement entre 100 et 200 km. La température augmente avec l'altitude (dans la mésosphère, la température est pratiquement constante). Les profils thermosphériques de température ont été mesurés in-situ par les sondes Viking 1 et 2 (Seiff et Kirk 1976, Nier et McElroy 1977) (Figure 1.1) et par la sonde pathfinder (Schofield et al. 1997 ; Magalhaes et al. 1999). Un grand nombre de réactions chimiques, initiées par la photodissociation de CO_2 par le rayonnement solaire UV ($\lambda < 2274 \text{ \AA}$) ont lieu dans cette région conduisant à la formation des espèces CO , O , CO_2^+ (Tab. 1.1). Deux atomes d'oxygène peuvent se recombiner pour former O_2 . La recombinaison de O_2 et O forme O_3 .

1.2. La thermosphère et l'ionosphère de Mars

La recombinaison de CO et O nécessaire à la stabilité du CO₂ se produit plus bas, dans la mésosphère. Elle est catalysée par les espèces hydrogénées (radicaux H, OH, HO₂) produites par la photolyse de H₂O et par la réaction entre H₂ et O(¹D), où O(¹D) est un atome d'oxygène dans un état excité métastable produit par la photoionisation de O₃ (McElroy et Donahue 1972).

La dissociation de N₂ conduit à la formation d'azote atomique qui peut se recombinaison plus bas dans l'atmosphère, du côté nuit, avec de l'oxygène atomique pour former NO (Bertaux et al. 2005a).

Les mesures des spectromètres de masse ont permis de déterminer les profils thermosphériques des espèces suivantes : CO₂, N₂, CO, O₂, NO (Fig. 1.2).

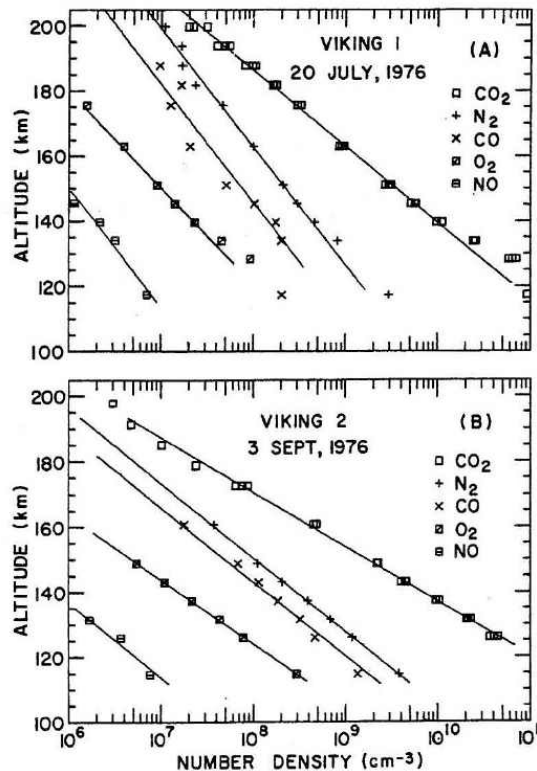


FIG. 1.2 – Profils de densité des composés neutres de la haute atmosphère mesurés par les sondes Viking.

Plus récemment les accéléromètres à bord des sondes MGS, Mars Odyssey et Mars Reconnaissance Orbiter (MRO) ont permis d'évaluer la densité totale jusque des altitudes atteignant 190 km (Keating et al. 1998, 2003, 2007). L'étude du déclin de l'orbite de MGS lors de sa phase scientifique a aussi permis de remonter à la densité massique de l'atmosphère entre 170 et 180 km (Tracadas et al. 2001). Les principaux mécanismes responsables de l'équilibre thermique de la thermosphère de Mars sont :

Le chauffage dû au rayonnement EUV/UV solaire ($\lambda \sim 0.1 - 100$ nm), la conduction thermique moléculaire, la dynamique globale, l'excitation des bandes vibrationnelles de CO₂ et la perte d'énergie due au rayonnement infrarouge à 15 μ m associé (Bougher et al. 2000). Ce refroidissement lié au rayonnement infrarouge est augmenté par les collisions entre les molécules de CO₂ et les atomes d'oxygène qui peuvent exciter l'état vibrationnel ($v=2$) des molécules de CO₂. Cette réaction, très importante non seulement pour comprendre l'équilibre thermique de la thermosphère de Mars mais aussi des thermosphères de Vénus et de la Terre, (Bougher et al. 1994) reste mal connue. Il existe d'importants écarts sur le coefficient de cette réaction entre les mesures atmosphériques qui donnent des valeurs entre $3-6 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ et

Chapitre 1 : La haute atmosphère martienne et l'interaction avec le vent solaire

les mesures effectuées en laboratoire donnant des valeurs de $1-2 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ (Bougher et al. 1999). Une sous-estimation de ce mécanisme pourrait expliquer les différences entre les températures déduites des mesures d'aérofreinage de MGS avec celles prédites par le modèle de circulation générale de S.W. Bougher (Keating et al. 1998).

De façon générale, l'équation qui gouverne les distributions des espèces dans la thermosphère est l'équation de Boltzmann :

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \frac{d\mathbf{r}}{dt} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{r}} + \frac{d\mathbf{p}}{dt} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{p}} = \left(\frac{\partial f_i}{\partial t} \right)_{coll} \quad (1.1)$$

où f_i est la fonction de distribution des vitesses de l'espèce i atmosphérique considérée. Le terme de gauche représente la variation de f dans l'espace des phases. Le terme de droite indique que la variation de cette fonction de distribution est due aux collisions.

On définit le nombre de Knudsen par :

$$K_{n,i} = \frac{\lambda_i}{H} \quad (1.2)$$

où λ est le libre parcours moyen d'une particule d'espèce i et H une grandeur caractéristique du milieu (généralement l'échelle de hauteur de l'espèce dominante). On peut alors montrer en adimensionnant l'équation de Boltzmann que, pour un gaz non uniforme, lorsque $K_{n,i} \ll 1$ (les collisions sont dominantes), la distribution maxwellienne qui dépend de la température locale et de la densité de l'espèce i locale est une solution particulière de cette équation (Chapman et Cowling 1970, chapitre 7).

Alors que dans la mésosphère, l'atmosphère est parfaitement mélangée et la variation de la densité de chaque espèce en fonction de l'altitude se caractérise par une échelle de hauteur H commune :

$$H = \frac{kT}{\mu g} \quad (1.3)$$

où k est la constante de Boltzmann, T la température locale, μ la masse moyenne des espèces et g l'accélération gravitationnelle dans la thermosphère, les espèces commencent à se séparer par diffusion gravitationnelle (les espèces les plus légères deviennent dominantes). Chaque espèce a un profil de densité caractérisé par sa propre échelle de hauteur :

$$H_i = \frac{kT}{m_i g} \quad (1.4)$$

La modélisation des profils de densité thermosphérique des différentes espèces nécessite de résoudre l'équation de diffusion pour chaque espèce qui se déduit de l'équation de Boltzmann.

Des exemples de résolution numériques dans le cas de l'hydrogène et de l'oxygène dans une atmosphère de CO_2 sont données dans l'annexe B.

I.2b) Composante ionisée (ionosphère)

L'ionosphère de Mars est la partie ionisée de l'atmosphère. L'ionisation des constituants atmosphériques résulte de l'action des photons solaires dans la gamme d'énergie de l'extrême

1.2. La thermosphère et l'ionosphère de Mars

ultraviolet (EUV) ($20\text{nm} < \lambda < 90\text{ nm}$) qui arrachent des électrons (appelés photoélectrons) aux composants neutres (Withers et Mendillo 2005).



L'impact des électrons créés va aussi contribuer à l'ionisation de l'atmosphère



Les premières mesures faites par radio-occultation de l'ionosphère de Mars ont montré que le pic de densité électronique était d'environ $2 \times 10^5\text{ cm}^{-3}$ autour de 135 km. (Kliore et al. 1973). Les premières mesures in-situ ont été effectuées par l'instrument RPA (Retarding Potential Analyzer) à bord des landers Viking (Hanson et al. 1977).

Les mesures ionosphériques faites avant les mesures de la sonde MGS ont montré que (Shinagawa 2000) :

- La densité du pic électronique et l'échelle de hauteur du plasma augmentent avec l'activité solaire
- La majorité des profils de densité électronique ont une échelle de hauteur constante avec l'altitude ($\sim 35\text{ km}$)
- L'altitude du pic de densité électronique augmente en fonction de l'angle solaire zénithal
- L'altitude du pic de densité observée durant une tempête de poussière globale était située 20 km au-dessus de la position standard.
- La densité électronique décroît rapidement quand l'angle solaire zénithal augmente, au voisinage du terminateur
- L'ion majoritaire est l'ion O_2^+

La prédominance de l'ion O_2^+ par rapport à l'ion CO_2^+ (l'ion CO_2^+ correspondant au neutre prédominant) provient du fait que les ions CO_2^+ et O^+ , eux aussi observés par l'instrument RPA, sont rapidement convertis en ions O_2^+ par les réactions suivantes (Stewart 1972).



Les ions O^+ , CO_2^+ produits par la photoionisation des composés neutres principaux sont appelés « ions primaires », les ions produits par des réactions chimiques entre les ions primaires avec les composés neutres sont appelés ions « secondaires ». L'ion dominant O_2^+ est un ion secondaire. Plusieurs types de modèles peuvent être utilisés pour décrire l'ionosphère :

Les modèles photochimiques supposent l'équilibre photochimique, c'est à dire l'égalité entre les taux de production et de pertes ioniques en prenant en compte les nombreuses réactions chimiques (Tableau 1.1) La réaction importante de dissociation de la vapeur d'eau non indiquée dans ce tableau se produit dans la mésosphère. Ces modèles décrivent bien l'ionosphère de Mars au-dessous de 160 km où le transport est négligeable (Hanson et al. 1977 ; Fox et Dalgarno 1979)

Certains modèles photochimiques incluent la diffusion ambipolaire des ions et résolvent l'équation de la diffusion pour chaque espèce. Les vitesses à l'exobase sont soit considérées

Chapitre 1 : La haute atmosphère martienne et l'interaction avec le vent solaire

comme nulles soit prises à priori (par exemple pour décrire l'échappement). Les principaux modèles appliqués pour Mars sont ceux de Fox (1993) ; Krasnopolsky (2002). Les autres types de modèles décrivant l'ionosphère sont détaillés dans Cravens (1992), on peut citer en particulier les modèles cinétiques décrivant le transport des électrons suprathermiques (Mantas et Hanson 1979) ou les modèles magnétohydrodynamiques (Shinagawa et Cravens 1989) qui décrivent aussi la diffusion-convection du champ magnétique.

1.2. La thermosphère et l'ionosphère de Mars

	Reaction	Rate Coefficients	Column Rate
1	$\text{CO}_2 + h\nu \rightarrow \text{CO} + \text{O}$	$\lambda < 2274 \text{ \AA}$	2.61 + 11
2	$\text{CO}_2^+ + e$	$\lambda < 902 \text{ \AA}$	1.24 + 10
3	$\text{O}^+ + \text{CO} + e$	$\lambda < 650 \text{ \AA}$	1.09 + 9
4	$\text{CO}^+ + \text{O} + e$	$\lambda < 636 \text{ \AA}$	8.72 + 8
5	$\text{C}^+ + \text{O}_2 + e$	$\lambda < 546 \text{ \AA}$	5.45 + 8
6	$\text{CO} + h\nu \rightarrow \text{CO}^+ + e$	$\lambda < 885 \text{ \AA}$	9.09 + 7
7	$\text{C}^+ + \text{O} + e$	$\lambda < 555 \text{ \AA}$	9.74 + 6
8	$\text{O}^+ + \text{C} + e$	$\lambda < 502 \text{ \AA}$	7.57 + 6
9	$\text{N}_2 + h\nu \rightarrow \text{N}_2^+ + e$	$\lambda < 796 \text{ \AA}$	2.62 + 8
10	$\text{N}^+ + \text{N} + e$	$\lambda < 510 \text{ \AA}$	8.91 + 6
11	$\text{O} + h\nu \rightarrow \text{O}^+ + e$	$\lambda < 911 \text{ \AA}$	1.20 + 8
12	$\text{H}_2 + h\nu \rightarrow \text{H}_2^+ + e$	$\lambda < 803 \text{ \AA}$	6.83 + 4
13	$\text{H}^+ + \text{H} + e$	$\lambda < 686 \text{ \AA}$	1.31 + 5
14	$\text{H} + h\nu \rightarrow \text{H}^+ + e$	$\lambda < 911 \text{ \AA}$	1.00 + 5
15	$\text{Ar} + h\nu \rightarrow \text{Ar}^+ + e$	$\lambda < 783 \text{ \AA}$	5.02 + 7
16	$\text{He} + h\nu \rightarrow \text{He}^+ + e$	$\lambda < 502 \text{ \AA}$	1.12 + 5
17	$\text{CO}_2 + e \rightarrow \text{CO}_2^+ + e + e$	—	5.67 + 9
18	$\text{CO}^+ + \text{O} + e + e$	—	3.18 + 8
19	$\text{O}^+ + \text{CO} + e + e$	—	3.24 + 8
20	$\text{C}^+ + \text{O}_2 + e + e$	—	1.75 + 8
21	$\text{CO} + e \rightarrow \text{CO}^+ + e + e$	—	2.95 + 7
22	$\text{C}^+ + \text{O} + e + e$	—	1.83 + 6
23	$\text{O}^+ + \text{C} + e + e$	—	1.83 + 6
24	$\text{N}_2 + e \rightarrow \text{N}_2^+ + e + e$	—	6.51 + 7
25	$\text{N}^+ + \text{N} + e + e$	—	7.49 + 6
26	$\text{O} + e \rightarrow \text{O}^+ + e + e$	—	5.07 + 7
27	$\text{H}_2 + e \rightarrow \text{H}_2^+ + e + e$	—	3.26 + 4
28	$\text{H}^+ + \text{H} + e + e$	—	6.54 + 4
29	$\text{H} + e \rightarrow \text{H}^+ + e + e$	—	4.48 + 4
30	$\text{Ar} + e \rightarrow \text{Ar}^+ + e + e$	—	2.01 + 7
31	$\text{He} + e \rightarrow \text{He}^+ + e + e$	—	3.90 + 4
32	$\text{H}_2 + e \rightarrow \text{H} + \text{H} + e$	—	5.22 + 6
33	$\text{CO}_2^+ + \text{O} \rightarrow \text{O}^+ + \text{CO}_2$	9.6–11	4.72 + 9
34	$\text{CO}_2^+ + \text{O} \rightarrow \text{O}_2^+ + \text{CO}$	1.64–10	8.07 + 9
35	$\text{CO}_2^+ + \text{H}_2 \rightarrow \text{HCO}_2^+ + \text{H}$	8.7 ^b	1.05 + 8
36	$\text{CO}_2^+ + \text{H} \rightarrow \text{HCO}^+ + \text{O}$	4.7–10 ^b	2.25 + 7
37	$\text{CO}_2^+ + \text{NO} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{CO}_2$	1.2–10	2.17 + 7
38	$\text{CO}^+ + \text{CO}_2 \rightarrow \text{CO}_2^+ + \text{CO}$	1–9	2.05 + 9
39	$\text{CO}^+ + \text{O} \rightarrow \text{O}^+ + \text{CO}$	1.4–10	8.39 + 6
40	$\text{CO}^+ + \text{H}_2 \rightarrow \text{HCO}^+ + \text{H}$	1.5–9 ^b	4.73 + 5
41	$\text{CO}^+ + \text{H} \rightarrow \text{H}^+ + \text{CO}$	4–10 ^b	5.30 + 4
42	$\text{O}^+ + \text{CO}_2 \rightarrow \text{O}_2^+ + \text{CO}$	9.4–10	6.28 + 9
43	$\text{O}^+ + \text{H}_2 \rightarrow \text{OH}^+ + \text{H}$	1.35–9 ^c	1.60 + 6
44	$\text{O}^+ + \text{H} \rightarrow \text{H}^+ + \text{O}$	$5.7 \times 10^{-10} (T/300)^{0.36}$	2.83 + 5
45	$\text{C}^+ + \text{CO}_2 \rightarrow \text{CO}^+ + \text{CO}$	1.1–9	7.30 + 8
46	$\text{C}^+ + \text{NO} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{C}$	5.2–10	2.87 + 4
47	$\text{N}_2^+ + \text{CO}_2 \rightarrow \text{CO}_2^+ + \text{N}_2$	7.7–10	2.91 + 8
48	$\text{N}_2^+ + \text{O} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{N}$	1.3–10	2.40 + 6
49	$\text{N}_2^+ + \text{CO} \rightarrow \text{CO}^+ + \text{N}_2$	7.4–11	5.22 + 5
50	$\text{N}_2^+ + \text{H}_2 \rightarrow \text{HN}_2^+ + \text{H}$	1.5–9 ^d	2.41 + 5
51	$\text{N}^+ + \text{CO}_2 \rightarrow \text{CO}_2^+ + \text{N}$	1–9	1.69 + 7
52	$\text{N}^+ + \text{H}_2 \rightarrow \text{NH}^+ + \text{H}$	$10^{-9} e^{85/T}$	9083
53	$\text{Ar}^+ + \text{CO}_2 \rightarrow \text{CO}_2^+ + \text{Ar}$	5–10 ^f	7.00 + 7
54	$\text{Ar}^+ + \text{CO} \rightarrow \text{CO}^+ + \text{Ar}$	4.4–11 ^f	9.49 + 4
55	$\text{Ar}^+ + \text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2^+ + \text{Ar}$	$1.1 \times 10^{-11} \times 300/T_i^g$	7.98 + 4
56	$\text{Ar}^+ + \text{H}_2 \rightarrow \text{ArH}^+ + \text{H}$	8.9–10 ^f	1.95 + 4
57	$\text{H}_2^+ + \text{CO}_2 \rightarrow \text{HCO}_2^+ + \text{H}$	2.35–9	9.18 + 4
58	$\text{H}_2^+ + \text{N}_2 \rightarrow \text{HN}_2^+ + \text{H}$	2–9	3529
59	$\text{H}_2^+ + \text{O} \rightarrow \text{OH}^+ + \text{H}$	1.5–9	2823
60	$\text{H}_2^+ + \text{CO} \rightarrow \text{HCO}^+ + \text{H}$	2.16–9	1896
61	$\text{H}^+ + \text{CO}_2 \rightarrow \text{HCO}^+ + \text{O}$	3.5–9	6.33 + 5
62	$\text{H}^+ + \text{O} \rightarrow \text{O}^+ + \text{H}$	$7.3 \times 10^{-10} (T/300)^{0.23} e^{-226/T}$	1.76 + 4
63	$\text{He}^+ + \text{CO}_2 \rightarrow \text{CO}^+ + \text{O} + \text{He}$	1–9	1.16 + 5
64	$\text{He}^+ + \text{N}_2 \rightarrow \text{N}^+ + \text{N} + \text{He}$	1–9	1.15 + 4
65	$\text{He}^+ + \text{CO} \rightarrow \text{C}^+ + \text{O} + \text{He}$	1.6–9	8857
66	$\text{O}_2^+ + \text{NO} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{O}_2$	4.5–10	7.08 + 8
67	$\text{OH}^+ + \text{CO}_2 \rightarrow \text{HCO}_2^+ + \text{O}$	1.4–9	1.32 + 6
68	$\text{OH}^+ + \text{O} \rightarrow \text{O}_2^+ + \text{H}$	7.1–10	2.41 + 5
69	$\text{NH}^+ + \text{CO}_2 \rightarrow \text{HCO}_2^+ + \text{N}$	1.1–9	6380
70	$\text{NH}^+ + \text{O} \rightarrow \text{OH}^+ + \text{N}$	1–9	2342
71	$\text{NH}^+ + \text{CO} \rightarrow \text{HCO}^+ + \text{N}$	4.4–10	162
72	$\text{HN}_2^+ + \text{CO}_2 \rightarrow \text{HCO}_2^+ + \text{N}_2$	1–9	2.18 + 5
73	$\text{HN}_2^+ + \text{O} \rightarrow \text{OH}^+ + \text{N}_2$	1.4–10	1.33 + 4
74	$\text{ArH}^+ + \text{CO}_2 \rightarrow \text{HCO}_2^+ + \text{Ar}$	1.1–9 ^j	1.95 + 4
75	$\text{HCO}_2^+ + \text{O} \rightarrow \text{HCO}^+ + \text{O}_2$	1–9	6.45 + 7
76	$\text{HCO}_2^+ + \text{CO} \rightarrow \text{HCO}^+ + \text{CO}_2$	7.8–10	3.25 + 7
77	$\text{CO}_2^+ + e \rightarrow \text{CO} + \text{O}$	$3.8 \times 10^{-7} (300/T_e)^{0.5}$	7.52 + 9
78	$\text{O}_2^+ + e \rightarrow \text{O} + \text{O}$	$2 \times 10^{-7} (300/T_e)^{0.7}$	1.36 + 10
79	$\text{NO}^+ + e \rightarrow \text{N} + \text{O}$	$4.3 \times 10^{-7} (300/T_e)^{0.37}$	7.32 + 8
80	$\text{HCO}^+ + e \rightarrow \text{CO} + \text{H}$	$1.1 \times 10^{-7} \times 300/T_e$	1.17 + 8
81	$\text{HCO}_2^+ + e \rightarrow \text{CO}_2 + \text{H}$	$3.4 \times 10^{-7} (300/T_e)^{0.5}$	9.69 + 6
82	$\text{O}(^1D) + \text{CO}_2 \rightarrow \text{O} + \text{CO}_2$	$7.4 \times 10^{-11} e^{120/T_e}$	2.72 + 11
83	$\text{O}(^1D) \rightarrow \text{O} + h\nu$	$\tau = 110 \text{ s}$	9.07 + 8
84	$\text{O}(^1D) + \text{H}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{H}$	1.75×10^8	9.93 + 6
85	$\text{OH} + \text{O} \rightarrow \text{O}_2 + \text{H}$	$2.2 \times 10^{-11} e^{120/T_e}$	9.93 + 6
86	$\text{H}_2 + \text{O} \rightarrow \text{OH} + \text{H}$	$3.4 \times 10^{-13} (T/300)^{2.7} e^{-3165/T_e}$	122

TAB. 1.1 – Exemples de réactions photochimiques se produisant dans la thermosphère de Mars. (Krasnopolsky 2002, pour les références voir cet article).

Chapitre 1 : La haute atmosphère martienne et l'interaction avec le vent solaire

La figure 1.3 montre les profils obtenus par les modèles de Krasnopolsky (2002) en période de faible activité solaire (figure de gauche) et forte activité solaire (figure de droite).

Au-dessous de 200 km, le modèle reproduit assez bien les profils de O_2^+ et CO_2^+ mesurés par les sondes Viking 1 et 2 (pointillés sur la figure de gauche). Par contre au-dessus de 200 km, l'écart devient important. Il est possible de reproduire les profils au-dessus de 200 km en imposant un flux d'échappement au sommet de l'ionosphère (Chen et al. 1978 ; Fox 1993).

L'analyseur d'ions (Ions Mass Analyser IMA) d'ASPERA-3 à bord de Mars Express a montré que le plasma s'échappant de Mars contenait des ions CO_2^+ et O_2^+ et confirmé ainsi l'érosion de l'ionosphère de Mars due à l'interaction avec le vent solaire (Carlsson et al. 2006). Cet échappement ionosphérique pourrait être particulièrement important lorsque la pression dynamique du vent solaire est grande et peut donc pénétrer plus profondément dans l'atmosphère de Mars (Dubinin et al. 2006).

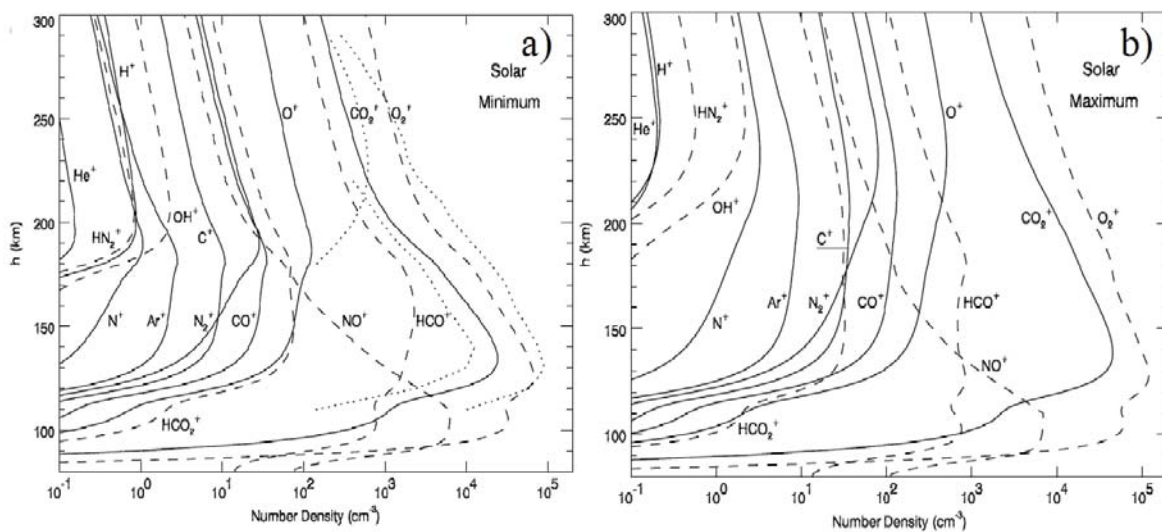


FIG. 1.3 – Composition de l'ionosphère de Mars en périodes de minimum (a) et de maximum (b) d'activité solaire (Krasnopolsky 2002), les ions primaires sont représentés par des traits continus et les ions secondaires par des traits discontinus. En pointillé (a) sont représentés les profils mesurés par la sonde Viking 1 (O^+ , CO_2^+ , O_2^+). L'ion majoritaire O_2^+ est un ion secondaire.

Les mesures de radio occultation de l'instrument RS (Radio Science) à bord de MGS ont permis d'obtenir des profils de densités électroniques entre 95 et 200 km à un angle solaire zénithal de 80° , à différentes longitudes planétaires. La position moyenne du pic primaire est située vers 134 km. Cependant de fortes oscillations diurnes de cette altitude sont observées en accord avec les variations de la densité neutre observées par l'accéléromètre ACC aussi à bord de MGS (Bougher et al. 2001). La densité moyenne était de $\sim 8 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Un pic secondaire d'environ $4 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ a été observé vers 110 km (Whitten et Colin 1974 ; Bougher et al. 2001) et a été attribué à des rayons X solaires ($\lambda = 1.8\text{-}20 \text{ nm}$) (Fox 1996). Ce pic devrait être plus important en période de forte activité solaire (Fox 1996). Plus récemment, un troisième pic a été observé de façon sporadique ($\sim 10\%$ des profils analysés en 2006) entre 65 et 110 km d'altitude par l'instrument MaRS (Mars Radio Science Experiment) (Patzold et al. 2005). Ce troisième pic est attribué à l'ablation de météorites et à la formation d'une couche d'ions métalliques Fe^+ et Mg^+ prédite par les modèles (Pesnell et Grebowsky 2000 ; Molina-Cuberos et al. 2003). La structure et la variabilité de l'ionosphère au voisinage du pic ionosphérique principal sont dominées par les processus photochimiques et les variations de densité en fonction de l'angle solaire zénithal bien représentées par une couche de Chapman dans l'hémisphère nord où le champ crustal est faible (Withers et Mendillo 2005).

1.2. La thermosphère et l'ionosphère de Mars

Quelques mesures de profils ont été effectuées du côté nuit. Les expériences de radio-occultation effectuées par les orbiters Mars 4 et 5 (Savich et al. 1976) indiquent un pic de $5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ situé entre 110 et 130 km, celles effectuées par les orbiteurs Viking (Zhang et al. 1990) indiquent aussi une densité voisine de $5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ pour un angle solaire zénithal de 120° . La plupart des observations faites à des angles solaires zénithaux supérieurs à 120° laisse penser que si il y a une ionosphère du côté nuit elle est sporadique. La limite supérieure de l'ionosphère appelée ionopause ou Photo-Electron Boundary (PEB) sépare un plasma dominé par les photoélectrons du plasma dominé par les électrons du vent solaire. Cette frontière a été mise en évidence par le réflectomètre d'électrons (ER) à bord de la sonde MGS qui l'a traversée à plusieurs reprises lors de sa phase « scientifique ». Son altitude qui varie entre 180 et 800 km est très fortement influencée par le champ crustal (Mitchell et al. 2001).

Au-dessus de 135 km, les températures ioniques déduites des mesures de l'instrument RPA sont différentes des températures neutres mesurées (Hanson et al. 1977), et atteignent 3000 K vers 300 km. Ces valeurs importantes de température ont été attribuées à des processus d'interaction entre le vent solaire et l'ionosphère (Chen et al. 1978). L'analyse fine des données électroniques fournit par les instruments RPA a aussi permis d'obtenir des profils de température électronique (Hanson et Mantas 1988). Trois populations d'électron ont été mises en évidence dans l'ionosphère : une population thermique dont la température est légèrement supérieure à la température ionique, deux populations suprathermiques, la première population suprathermique est caractérisée par une distribution maxwellienne de température voisine de 20 000 K, pourrait être constituée de photoélectrons récemment créés ; la seconde population suprathermique présente au-dessus de 200 km pourrait être constituée d'électrons du vent solaire. Les spectres en énergie des photoélectrons créés au voisinage de l'exobase montrent la présence de deux pics vers 21-24 eV résultant de l'ionisation de CO_2 et O par les photons de la raie solaire HeII ($\lambda = 304 \text{ \AA}$) (Frahm et al. 2006). L'instrument ELS (ELectron Spectrometer)/ASPERA-3 à bord de Mars Express (Barabash et Lundin 2006) a pu observer ces photoélectrons entre 250 et 10 000 km d'altitude dans la queue de plasma située du côté nuit. (voir aussi le paragraphe I.4).

Le magnétomètre (MAG/ER) à bord de MGS a réalisé des mesures de champ magnétique dans l'ionosphère de Mars. Ces mesures ont montré que (Shinagawa 2000) :

- Le champ magnétique global intrinsèque s'il existe est très faible ($< 5 \text{ nT}$) et ne joue aucun rôle dans l'ionosphère martienne.
- Un champ magnétique induit par le vent solaire est présent dans l'ionosphère de Mars
- Des petites structures de champ magnétique intense, d'origine crustale, pouvant atteindre jusque 220 nT à 400 km (au-dessus de Terra Sirenum), soit 20 fois la valeur du champ magnétique créé par l'anomalie terrestre la plus importante à la même altitude sont présentes dans certaine région de l'ionosphère (en particulier dans l'hémisphère sud) (Acuña et al. 1999 ; 2001) (Fig. 0.6).

Le champ crustal crée des mini-magnétosphères locales (Mitchell et al. 2001) pouvant s'étendre au-delà de 400 km et pouvant affecter de façon importante les processus ionosphériques en agissant comme un obstacle contre le vent solaire (Brain et al. 2003). L'étude de plusieurs milliers de profils de densité électronique obtenus par l'instrument RS à bord de MGS montrent de petites anomalies s'étendant sur 1 ou 2 kilomètres au-dessus des régions crustales (Withers et al. 2005)

Le champ magnétique crustal est aussi à l'origine des aurores (émission résultant de l'excitation des composés neutres de l'atmosphère par des particules énergétiques) observées pour la première fois dans la nuit martienne par l'instrument SPICAM (Bertaux et al. 2005b). L'analyse des émissions de cette première observation a montré qu'elles ont probablement été

Chapitre 1 : La haute atmosphère martienne et l'interaction avec le vent solaire

produites par des électrons dont l'énergie est de quelques dizaines d'eV (Leblanc et al. 2006a) qui diffère légèrement des distributions d'électrons de type auroral observé par l'instrument ASPERA-3 présentant un pic au-dessus de 100 eV (Lundin et al. 2006). L'analyse des autres aurores observées montre que leur origine est variée mais associée au structure du champ crustal (Leblanc et al. 2007b).

Les mesures MGS ont montré que la température électronique était supérieure d'environ 50-60% dans l'hémisphère sud que dans l'hémisphère nord. Cette différence est attribuée au piégeage des électrons suprathermiques au-dessus du champ crustal. (Breus et al. 2004). Dans l'hémisphère nord, la température électronique est contrôlée par l'interaction avec le vent solaire. Notons enfin que les vents thermosphériques et les ondes de gravité provenant de la mésosphère pourraient influencer la structure dynamique de l'ionosphère.

I.3) L'exosphère de Mars

I.3a) Définition de l'exosphère

Les premières observations UV du ciel de la nuit terrestre ont montré la présence d'une importante émission Lyman- α indiquant l'existence d'une enveloppe d'hydrogène s'étendant sur plusieurs milliers de kilomètre autour de la Terre (Shklovsky 1959).

Comme on l'a vu, la densité des différentes espèces de la thermosphère décroît exponentiellement avec l'altitude mais chaque espèce décroît avec sa propre échelle de hauteur. Dans une atmosphère mono-espèce dont la section efficace de collision est indépendante de la vitesse, le libre parcours moyen est inversement proportionnel à la densité ; et on a :

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma} \quad (1.5)$$

où n est la densité atmosphérique. Le libre parcours moyen va donc augmenter exponentiellement avec l'altitude. L'échelle de hauteur d'une espèce est définie par l'équation (1.4), elle varie avec la température du milieu, c'est à dire le plus souvent beaucoup moins rapidement que le libre parcours moyen.

Le nombre de Knudsen va par conséquent augmenter rapidement avec l'altitude et l'hypothèse d'un milieu fortement collisionnel ne sera plus vérifiée.

On définit le niveau critique (l'exobase) entre la région collisionnelle et la région non collisionnelle comme la frontière pour laquelle on a : $K_n = 1$. Au-dessous de l'exobase, le milieu sera collisionnel et les équations de l'hydrodynamique s'appliqueront, au-dessus le milieu sera non collisionnel et le milieu sera régi par l'équation de Liouville :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{d\mathbf{r}}{dt} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{d\mathbf{p}}{dt} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = 0 \quad (1.6)$$

L'équation de Liouville s'obtient en négligeant le second membre dans l'équation de Boltzmann. Cette équation signifie simplement que la densité dans l'espace des phases reste constante au cours du temps (dans le cas des espèces ioniques il faut tenir compte du champ électromagnétique). Cette partie de l'atmosphère où les collisions sont négligeables est appelée exosphère (ou couronne planétaire.)

1.3. L'exosphère de Mars

Les particules atteignant l'exobase et ayant une vitesse radiale positive et un module de la vitesse supérieure à la vitesse d'échappement V_{esc} (Eq. 1.7) s'échapperont dans le milieu interplanétaire.

$$V_{esc} = \sqrt{\frac{2GM}{r}} \quad (1.7)$$

Cette représentation est évidemment un peu schématique. La région pour laquelle K_n n'est ni négligeable devant 1, ni très grand devant 1 nécessitera de résoudre l'équation de Boltzmann par des méthodes numériques. Par ailleurs la position de l'exobase dépend de l'interaction considérée et de l'espèce considérée.

I.3b) Les populations non-thermiques de l'exosphère

On distingue généralement, les populations thermiques caractérisées par une température égale à la température à l'exobase (~ 200 K en minimum d'activité solaire) et les populations chaudes caractérisées par des températures beaucoup plus grandes. Les modèles actuels prédisent des composantes chaudes pour plusieurs éléments atomiques (C, N, O, H). Ces populations chaudes proviennent essentiellement des réactions photochimiques ayant lieu dans l'ionosphère. Pour l'oxygène la réaction principale est (McElroy 1972) :



Pour le carbone les réactions principales sont (Fox et Bakalian 2001)



Pour l'azote les réactions principales sont (Fox 1993)



Pour H, les réactions principales sont : (McElroy et al. 1982)



Les réactions d'échange de charge dans l'exosphère peuvent aussi produire des populations chaudes, nous reviendrons sur ces mécanismes dans la section suivante.

Les recombinaison dissociative d'ions doublement chargés comme CO_2^{++} pourraient aussi être des sources importantes d'atomes chaud. Les ions CO_2^{++} , dont le pic de densité est estimé entre 300 et 500 cm^{-3} n'ont pas été détectés jusqu'à présent (Witasse et al. 2002).

Chapitre 1 : La haute atmosphère martienne et l'interaction avec le vent solaire

La recombinaison dissociative de O_2^+ est une réaction importante dans les ionosphères des planètes telluriques. Elle produit des atomes d'oxygène dans les états excités $O(^1S)$, $O(^1D)$ qui contribuent au rayonnement des planètes (voir chapitre 3), en particulier la raie verte et le doublet rouge à respectivement 557 nm et 630 nm, dans la région F de l'ionosphère terrestre (entre 150-250 km). Ces émissions sont dues aux transitions :



La recombinaison dissociative résulte de l'interaction entre un ion moléculaire AB^+ et un électron e^- qui peut conduire à 4 types de réactions : La recombinaison radiative ($AB^+ + e^- \rightarrow AB + h\nu$), la recombinaison dissociative ($AB^+ + e^- \rightarrow A^* + B$), l'excitation dissociative ($AB^+ + e^- \rightarrow A^* + B^+ + e^-$), la formation de paires d'ions ($AB^+ + e^- \rightarrow A^- + B^+$).

Les processus de recombinaison radiative ont des sections efficaces généralement beaucoup plus faibles que les recombinaisons dissociatives. Les sections efficaces de l'excitation dissociative peuvent être plus importantes que celles de la recombinaison dissociative pour des électrons de $\sim 10\text{eV}$. C'est le cas en particulier pour la recombinaison de l'ion O_2^+ (Peverall et al. 2001) et de l'ion N_2^+ (Peterson et al. 1998). Ce processus pourrait être important dans les processus auroraux (Sheehan et St Maurice 2004).

Les sections efficaces de formation de paires d'ions ont été peu étudiées, pour la recombinaison des ions NO^+ , elles sont environ deux ordres de grandeur plus faibles que celles de la recombinaison dissociative et sont probablement faibles pour les recombinaisons des ions O_2^+ et N_2^+ . (Sheehan et St Maurice 2004).

Une réaction de recombinaison dissociative peut être représentée de façon plus précise par la réaction :

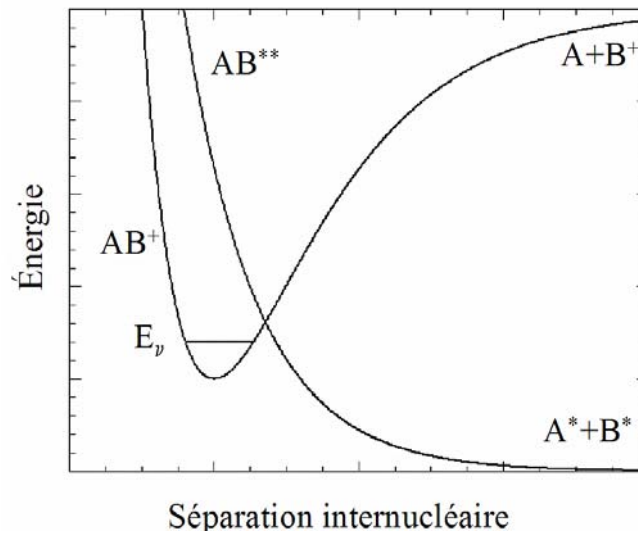
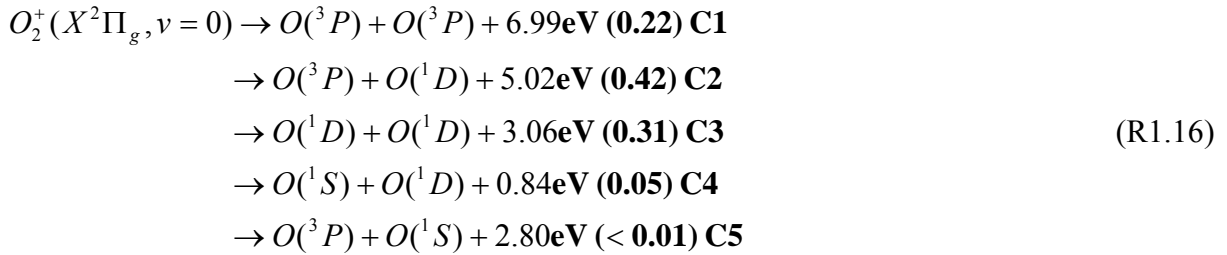


FIG. 1.4 – Représentation schématique des potentiels mis en jeu lors de la recombinaison dissociative d'un ion moléculaire.

La figure 1.4 illustre de façon schématique cette réaction. Sur cette figure, l'énergie potentielle de l'ion AB^+ est représentée en fonction de la séparation internucléaire. Cette courbe est la courbe typique d'un potentiel vibrationnel anharmonique. Lorsque la séparation

1.3. L'exosphère de Mars

internucléaire entre les atomes A et B constituant AB^+ augmente, l'ion se dissocie en deux éléments A et B^+ . Un niveau vibrationnel caractérisé par un nombre quantique v est aussi représenté. Plus l'énergie de l'état vibrationnel $E_v = h(n+v/2)$ est élevée, plus la séparation internucléaire peut atteindre des valeurs importantes. La capture d'un électron par l'ion moléculaire AB^+ conduit à la formation de l'intermédiaire réactionnel doublement excité : AB^{**} , cet intermédiaire métastable, dont le potentiel ne possède pas de minimum, se dissocie ensuite en deux atomes A et B, dans des états excités ou pas. Les différents états finaux des produits A et B constituent les différents branchements de la réaction. (Pour plus de détail sur le mécanisme de recombinaison dissociative voir Bates 1994). On définit les rapports de branchements comme les probabilités d'occurrence des branchements. Par exemple, pour la recombinaison dissociative de l'ion O_2^+ à l'état électronique et vibrationnel fondamental, les différents branchements sont :



Les rapports de branchement (indiqués entre parenthèse) ont été mesurés par Kella et al. (1997) dans un anneau de stockage (accélérateur de particules) selon la méthode des faisceaux croisés. L'excès d'énergie en eV est affecté en énergie cinétique aux atomes produits (O en l'occurrence pour cette réaction).

Le nombre de recombinaison dissociative par unité de temps et de volume est donné par (Peverall et al. 2001) :

$$\alpha = 2.4 \times 10^{-7} \left(\frac{300}{T_e} \right)^{0.70} n(e^-) n(O_2^+) \tag{1.8}$$

où $n(e^-)$, $n(O_2^+)$ et T_e sont la densité électronique, la densité en ions O_2^+ et la température électronique.

Ce taux de production est supérieur de 20% pour une température électronique de 300 K de celui obtenu par Mehr et Biondi (1969).

La figure 1.5 résume de façon schématique la structure et les processus majeurs contrôlant l'abondance en oxygène et en hydrogène dans l'atmosphère de Mars.

Chapitre 1 : La haute atmosphère martienne et l'interaction avec le vent solaire

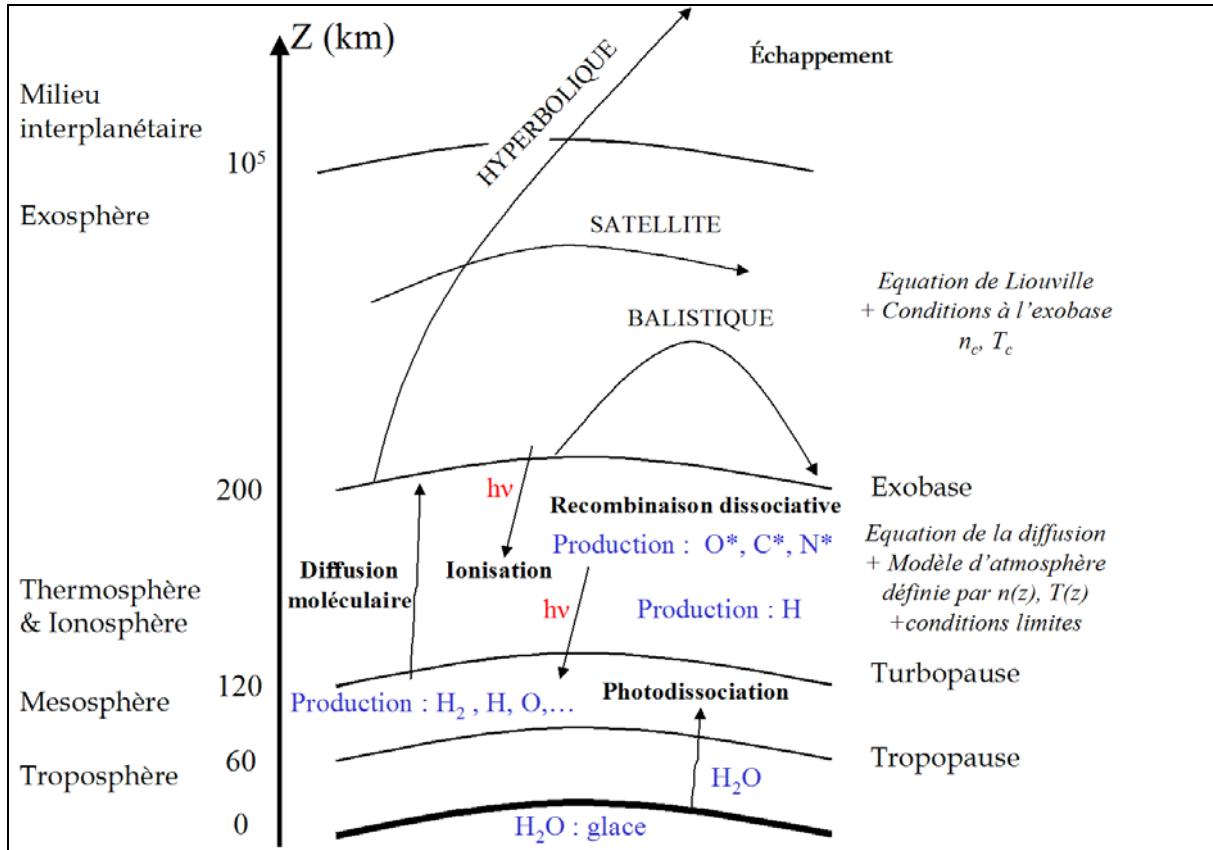


FIG. 1.5. – Structure de la haute atmosphère de Mars et processus contrôlant la concentration en hydrogène et oxygène (adapté de Bertaux 1973)

1.3c) Modélisation de l'exosphère

Le premier modèle d'exosphère a été proposé par Chamberlain (Chamberlain 1963) qui, à partir des trajectoires des particules balistiques permet de déterminer la fonction de distribution des vitesses et des différents moments en tout point de l'exosphère en résolvant l'équation de Liouville. Dans ce modèle, les collisions sont complètement négligées. Ce modèle est généralement considéré comme une très bonne première approximation des exosphères planétaires.

Les principales hypothèses de ce modèle sont les suivantes :

- H1 : Les distributions des vitesses sont maxwelliennes à l'exobase
- H2 : On suppose l'absence complète de collisions au-dessus de l'exobase
- H3 : La seule force agissant sur les particules est la force de gravité
- H4 : On suppose les fonctions de distribution sont stationnaires dans l'exosphère,

La résolution de l'équation de Liouville permet de déterminer la fonction de distribution des vitesses en tout point de l'exosphère. La densité s'obtient en intégrant cette fonction sur l'ensemble des trajectoires permises. La densité s'écrit sous la forme :

$$n(r) = n(r_{exo}) \exp[-(\lambda_{exo} - \lambda)] \zeta(\lambda) \quad (1.9)$$

où λ est le paramètre d'échappement (Eq. 0.2) et ζ est une fonction de partition dans le domaine des vitesses qui décrit de façon globale la distribution en énergie. Dans un milieu

1.3. L'exosphère de Mars

collisionnel tous les états cinétiques sont possibles, cette fonction ζ est alors égale à 1. Dans un milieu raréfié seuls les états cinétiques liés au trajectoire balistiques des espèces provenant de l'exobase sont possibles, par conséquent on aura $\zeta < 1$.

On peut constater que le profil est entièrement connu dès que l'on connaît les conditions à l'exobase : densité n_{exo} , et température T_{exo}

Dans la théorie de Chamberlain, le terme ζ est la somme de trois termes : ζ_{bal} , ζ_{sat} , ζ_{esc} , qui décrivent les trois types de trajectoires possibles des particules exosphériques (balistiques, satellites, particules s'échappant) (Chamberlain 1963). Par linéarité, on peut écrire que la densité totale en un point de l'exosphère est la somme des densités dues aux particules ayant des trajectoires balistiques, hyperboliques et satellites.

$$n(r) = n(r_{exo})e^{-(\lambda_{exo}-\lambda)}[\zeta_{bal}(\lambda) + \zeta_{sat}(\lambda) + \zeta_{esc}(\lambda)] \quad (1.10)$$

Les expressions analytiques (obtenue à partir des fonctions gamma et gamma incomplète) des fonctions ζ_{bal} , ζ_{sat} , ζ_{esc} , sont données dans l'annexe A.

La Figure 1.6a donne des exemples de profils de densité d'oxygène (triangles) et d'hydrogène (carrés) obtenus à l'aide d'un modèle de Chamberlain pour une exobase située à 200 km, pour une température à l'exobase de 200 K (bleu) et 400 K (rouge) sans particules satellites. La densité à l'exobase est prise à $1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ pour l'hydrogène et $1 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ pour l'oxygène.

L'effet de la prise en compte des particules satellites est indiqué à la figure 1.6b dans le cas de l'hydrogène pour une température à l'exobase de 200 K et de 400 K et une densité à l'exobase de $1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$.

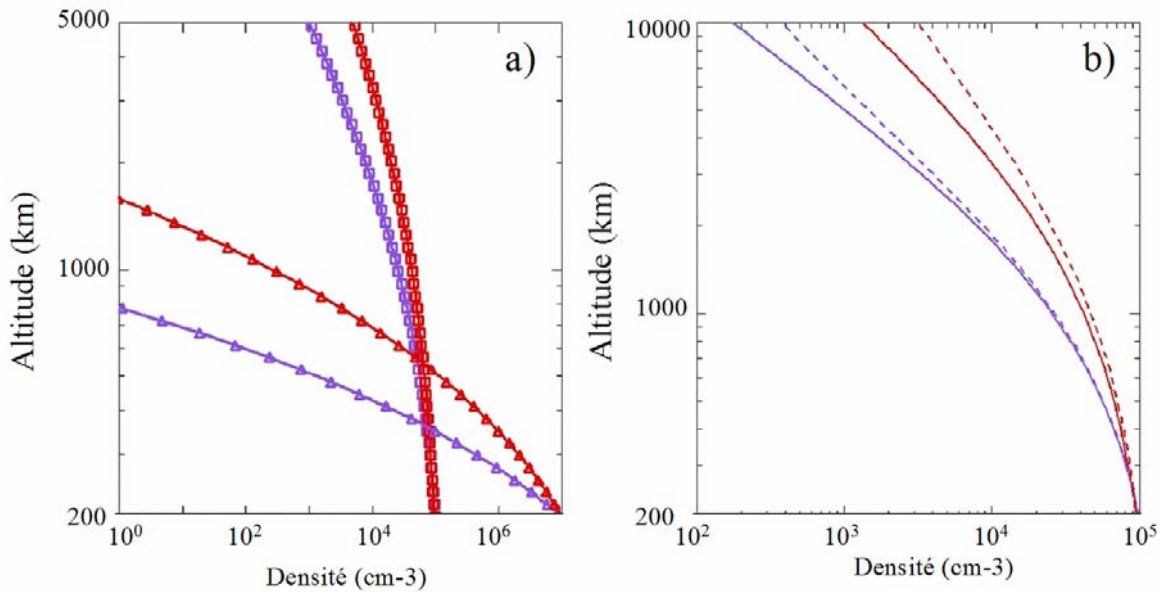


FIG. 1.6 – Exemples de profils de densité obtenus à l'aide de la théorie de Chamberlain : (a) profil de densité d'hydrogène (carré) et d'oxygène (triangles) pour une température de 200 K (bleu) et de 400 K (rouge). (b) Profils de densité d'hydrogène pour une température à l'exobase de 200 K (bleu) et 400 K (rouge) avec une population de particules satellites (pointillés) et sans population de particules satellites (trait continu).

La présence de particules satellites présente un défaut de consistance dans ce modèle. En effet sous les conditions H1, H2, H3, H4 rien ne permet d'expliquer l'existence d'une telle

Chapitre 1 : La haute atmosphère martienne et l'interaction avec le vent solaire

population. Chamberlain justifie l'existence de cette population jusqu'à une certaine altitude appelée le rayon critique satellite r_{cs} (très mal connu) par les quelques collisions qui existent dans la réalité et peuvent produire cette population. Mais on pourrait aussi imaginer des situations dans lesquelles il y aurait plus de particules satellites que dans la description de Chamberlain.

A partir de ce schéma de base, plusieurs approches numériques ont été développées pour décrire les effets non pris en compte. Quelques exemples d'approches numériques utilisées pour simuler la formation et le transport des espèces dans les exosphères planétaires sont :

- L'application du théorème de Liouville (« Le long d'une trajectoire dynamique, la densité dans l'espace des phases reste constante ») basée sur la description des trajectoires des particules pour des conditions uniformes et non uniformes à l'exobase (Chamberlain 1963 ; Vidal-Madjar et Bertaux 1972).
- Les méthodes de résolution directe de l'équation de Boltzmann (à l'aide d'un schéma aux différences finies par exemple), utilisées pour décrire localement les fonctions de distribution des espèces perturbant un gaz à l'équilibre thermodynamique local (Shizgal 1999 ; Balakrishnan et al. 2000)

La résolution de l'équation du flux des particules déduites de l'équation de Boltzmann (eq 1.1). Le flux est décomposé en un flux ascendant : $\Phi^+(E,z)$ et un flux descendant $\Phi^-(E,z)$ (« two- stream approach »). Les équations linéaires couplées des deux flux sont résolues sur des grilles discrétisées en énergies et en altitudes. Ces équations sont résolues jusqu'à l'exobase. Il est alors possible de déterminer la fonction de distribution des vitesses à l'exobase $f(z,v) = [\Phi^+(E,z) + \Phi^-(E,z)]/v(E)$ où $v(E)$ est la vitesse correspondante à l'énergie E . La distribution exosphérique s'obtient en résolvant l'équation de Liouville en utilisant la fonction déterminée précédemment à l'exobase (Nagy et Cravens 1988 ; Zhang et al. 1993a ; Kim et al. 1998).

- Les méthodes particulières basées sur un schéma de type Monte-Carlo. Dans ce type d'approches, les grandeurs calculées sont obtenues en étudiant la statistique des particules test simulées supposées représenter un grand nombre de particules. (Shematovitch et al. 1994 ; Gérard et al. 1995 ; Hodges 2000 ; Leblanc et Johnson 2001 ; Krestyanikova et Shematovitch 2005)

Dans le cas de l'hydrogène, ces modèles permettent par exemple de décrire les effets suivants :

- La pression de radiation exercée par les photons solaires Lyman- α sur les atomes d'hydrogène (Chamberlain 1980).
- Les échanges de charge entre atomes neutres et les protons H^+ du vent solaire (Chamberlain 1977 ; Shizgal et Lindenfeld 1982)
- L'écart à la distribution maxwellienne à l'exobase (Shizgal et Blackmore 1986)
- La non-uniformité des conditions à l'exobase (Vidal-Madjar et Bertaux 1972)
- Les collisions se produisant entre atomes d'hydrogène et d'oxygène chaud (Shizgal 1999)
- La rotation de la planète. (Vidal Madjar et al. 1974)
- Les collisions $H-H^+$ (Hodges et Breig 1991)
-
-

I.4) L'interaction du vent solaire avec l'atmosphère de Mars

I.4a) Description de l'environnement magnétisé de Mars

Le vent solaire est un flot de matière ionisée résultant de l'expansion de la couronne solaire qui envahit le milieu interplanétaire (Parker 1963). La densité du vent solaire au voisinage de la Terre est de typiquement 5 protons cm^{-3} et sa vitesse V_{sw} varie entre 400 et 800 km.s^{-1} . Son écoulement est fortement lié à la structure du champ magnétique interplanétaire B_{IMF} . Au voisinage des différents corps du système solaire (planètes, comètes, ...), l'écoulement du vent solaire est perturbé. L'interaction du vent solaire avec un corps du système solaire va dépendre fortement de la présence ou non d'un champ magnétique global, de la présence ou non d'une atmosphère et donc d'une ionosphère.

L'environnement ionisé martien fut sondé in-situ pour la première fois par la mission Mariner 4 qui est passé à 4 rayons martien (R_M) de la planète et qui a détecté un saut dans l'amplitude du champ magnétique. Dans les années 70, les sondes russes Mars 2,3 et 5 ont permis d'établir la position du choc martien vers 1.5 R_M et mis en évidence la présence d'ions O^+ dans le sillage de la planète. Un flux d'échappement d'ions O^+ de 1×10^{25} ions/s a été estimé. La mission Phobos 2 a fourni une image plus complète du choc et de l'environnement ionisé de Mars, mais le problème de l'existence ou non d'un champ magnétique intrinsèque n'était toujours pas élucidé. C'est la mission Mars Global Surveyor (MGS), à la fin des années 90 qui permettra enfin d'élucider cette question: Mars ne possède pas de champ magnétique global, mais un champ magnétique d'origine crustale de faible incidence sur l'interaction globale, mais pouvant avoir des effets localement (Acuña et al. 1999). La mission MGS a aussi permet d'observer l'interaction sur une durée beaucoup plus longue que Phobos, de mieux comprendre les différentes structures de l'interaction et de sa variabilité (Mazelle et al. 2004).

Les observations réalisées par ces deux dernières missions, couplées aux travaux théoriques et de modélisation ont permis de comprendre partiellement l'origine des grandes structures de l'interaction. On peut distinguer différentes régions représentées sur la figure 1.7 (Voir Nagy et al. 2004).

- L'onde de choc (1) (« bow shock »)

Situé vers 1.5 R_M au point subsolaire, sa position correspond à la position prédite par les modèles magnétohydrodynamique. La forme et la position du choc ont pu être déterminées de façon précise à partir des observations de la mission Phobos 2 (Schwingenschuh et al. 1990 ; Trotignon et al. 1991 ; Verigin et al. 1991) et de la mission MGS (Vignes et al. 2000). La position du choc varie en fonction de l'angle solaire zénithal, allant de $\sim 1.5 R_M$ au point subsolaire à $\sim 2.65 R_M$ au terminateur (Slavin et al. 1991). Les fluctuations temporelles sont importantes et peuvent atteindre $\sim 0.5 R_M$ (Zhang et al. 1991). La position du choc montre une légère asymétrie (le choc est plus éloigné de la planète dans l'hémisphère vers lequel le champ électrique E_{sw} convecté par le vent solaire (ou champ de dérive défini par l'équation 1.11) pointe (Vignes et al. 2002).

$$\mathbf{E}_{sw} = -\mathbf{V}_{sw} \wedge \mathbf{B}_{IMF} \quad (1.11)$$

Aucune influence notable de l'activité solaire sur la position du choc n'a été observée (Vignes et al. 2000). C'est ce champ électrique qui accélère les ions planétaires et produit l'échappement ionique (ions exosphériques et ionosphériques) déjà évoqué à plusieurs reprises.

Chapitre 1 : La haute atmosphère martienne et l'interaction avec le vent solaire

- La magnétogaine (2) (« magnetosheath »)

La magnétogaine est la région comprise entre le choc et l'obstacle effectif (planète et son atmosphère). Dans cette région, le plasma du vent solaire est ralenti et devient turbulent et plus chaud. Dans le cas des objets avec des exosphères étendues comme Mars ou Vénus, le vent solaire est enrichi en ions lourds planétaires dans la magnétogaine. Cet enrichissement en ions lourds entraîne une diminution de la vitesse du vent solaire qui passe à environ 100 km.s^{-1} (Modolo et al. 2005) et sa déflexion autour de la planète. Le champ magnétique augmente passant de 3 à quelques dizaines de nT au niveau du point subsolaire. L'épaisseur de la magnétogaine est de l'ordre du rayon de giration d'un proton du vent solaire. Du fait de la faible étendue spatiale de la région, les protons du vent solaire n'ont pas le temps d'être complètement thermalisés (Dubinin et al. 1993).

- La barrière d'empilement magnétique (3) (« magnetic pile-up boundary »)

Les observations de l'environnement martien réalisées par les sondes Phobos 2 et MGS indiquent la présence de plusieurs frontières dans la région de la magnétogaine proche de la planète. En particulier la sonde MGS a mis en évidence une forte augmentation du champ magnétique d'un facteur 3, passant de $\sim 10 \text{ nT}$ à $25\text{-}30 \text{ nT}$ sur une petite distance de quelques centaines de kilomètres (entre ~ 850 et 1050 km d'altitudes). Cette frontière sépare la magnétogaine caractérisé par un champ magnétique faible et turbulent et une région caractérisée par un fort champ magnétique, où les lignes de champs s'empilent et se drapent autour de l'obstacle.

La position de cette barrière varie entre $\sim 1000 \text{ km}$ au point subsolaire et $\sim 1700 \text{ km}$ au niveau du terminateur (Vignes et al. 2000). La forte atténuation du flux d'électrons suprathermiques est due aux nombreux impacts électroniques ionisants les espèces neutres exosphériques (Crider et al. 2000) et qui diminue la température électronique. Dans cette région, les ions d'origine planétaires deviennent dominants et la densité électronique augmente. Ce type de structure, observée aussi autour de Vénus et des comètes semblent être une signature générale de l'interaction du vent solaire avec des objets pas ou faiblement magnétisés (Bertucci et al. 2005).

- La queue magnétique (4) (« magnetic tail »)

La formation d'une queue magnétique résulte de l'enroulement (« drapping ») des lignes de champs magnétiques autour de la planète. Ce type de structure est commun aux objets planétaires avec une atmosphère substantielle comme Mars, Vénus ou les comètes. Les premières mesures dans la queue magnétique de Mars, effectuée durant la mission Mars 5 en 1973 (Gringauz et al. 1975) et la mission Phobos (instruments ASPERA et TAUS) ont montré que cette région était peuplée majoritairement d'ions lourds d'origine planétaire (O^+ , O_2^+ , CO_2^+ , O^{++}) énergétiques ($\sim 100 \text{ eV} - 6 \text{ keV}$) et dont l'énergie à $2.8 R_M$ est proche de l'énergie des protons du vent solaire (Dubinin et al. 1993 ; Fedorov et al. 2006). Les nombreuses traversées de la queue magnétique martienne de la sonde Phobos 2, ont montré qu'elle était composée de deux lobes magnétiques de direction opposée, séparés par une fine couche, la polarité des deux lobes étant reliée à la composante du champ magnétique interplanétaire orthogonale à l'écoulement (Yeroshenko et al. 1990). Ces observations ont aussi montré que l'intensité du champ magnétique était directement liée à la pression dynamique en amont du choc comme dans le cas de la queue magnétique terrestre (Rosenbauer et al. 1994). L'étude des données MGS a montré que l'enroulement des lignes de champs magnétiques était mieux défini au-dessus de l'ionosphère que dans l'ionosphère. La détection de flux électronique dans

1.4. L'interaction du vent solaire avec l'atmosphère de Mars

cette région pourrait être à l'origine de l'ionosphère observée du côté nuit de façon sporadique (Zhang et al. 1990). Des flux de photoélectrons ont été observés dans cette queue par l'instrument ELS d'ASPERA-3 jusque 10 000 km d'altitude. Ces photoélectrons produits par l'ionisation de CO_2 sont entraînés dans la queue le long des lignes de champ magnétique du milieu interplanétaire ce qui montre la connexion du champ magnétique planétaire avec l'ionosphère de Mars. La résolution angulaire a permis de distinguer un flux s'échappant de la planète et un flux revenant vers la planète. Le flux s'échappant de la planète domine et son spectre énergétique possède des pics bien définis correspondant à l'énergie des photoélectrons produit par l'ionisation de CO_2 (~21 eV) contrairement au flux dirigé vers la planète. (Frahm et al. 2006).

De façon très schématique, le transfert d'énergie du plasma du vent solaire au plasma de la queue magnétique (« plasmasheet ») peut être décrit par : $n_{\text{sw}} m_p V_{\text{sw}}^2 \rightarrow B^2/8\pi \rightarrow n_{\text{O}^+} m_{\text{O}^+} V_{\text{O}^+}^2$ la première flèche décrit la conversion de l'énergie du plasma du vent solaire en énergie magnétique contenue dans les lignes de champs qui s'enroulent autour de la planète et la deuxième flèche le transfert d'énergie magnétique aux ions planétaires dans la queue magnétique (Nagy et al. 2004).

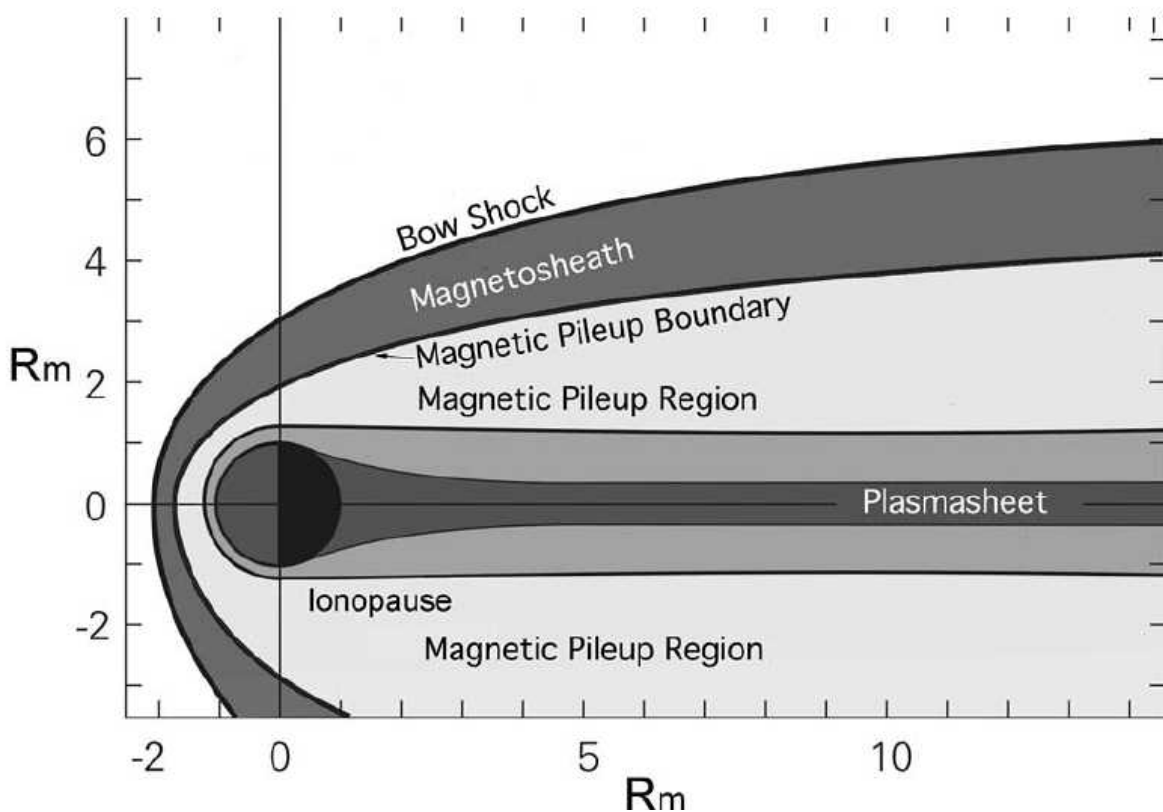


FIG 1.7 : Schéma représentant les principales structures résultant de l'interaction du vent solaire avec l'atmosphère de Mars. (Nagy et al. 2004)

I.4b) Influence du champ crustal

Comme nous l'avons déjà dit, une légère asymétrie de la position du choc a été observée attribuée à l'influence du champ électrique convecté par le vent solaire (équation 1.11). Par contre l'étude de plusieurs traversées du choc par la sonde MGS ne montre pas d'influence notable du champ crustal sur la position du choc (Vignes et al. 2002 ; Verigin et al. 2004). L'étude systématique de la position de la MPB a montré qu'elle était, en moyenne, plus proche de la planète dans l'hémisphère nord que dans l'hémisphère Sud. De plus, la

Chapitre 1 : La haute atmosphère martienne et l'interaction avec le vent solaire

variabilité de la position dans l'hémisphère sud est plus grande ce qui suggère que le champ crustal, plus concentré dans cet hémisphère pourrait être à l'origine de cette variabilité et de cette asymétrie (Crider et al. 2002). Des analyses qualitatives ont montré que l'épaisseur de la queue magnétique peut être affectée de façon significative (~500-1000 km) par une région de champ crustal intense, si cette région se trouve proche du terminateur (Verigin et al. 2001).

I.4c) Source d'ionisation et d'atomes neutres énergétiques

L'exosphère martienne décrite au chapitre précédent s'étend bien au-delà du choc planétaire. Les atomes de l'exosphère peuvent être ionisés par les photons solaires, par les collisions avec les électrons énergétiques du vent solaires et par échanges de charges avec les ions du vent solaires et les ions planétaires créés. L'un des avantages du modèle hybride 3D que nous décrirons dans le paragraphe suivant est que, contrairement aux autres modèles (Moore et al. 1991 ; Kallio et Janhunen 2002 ; Ma et al. 2004) qui considèrent une production ionique globale sans se préoccuper du mécanisme, il peut différencier ces processus.

- La photoionisation

Les photons solaires EUV dont l'énergie est supérieure à l'énergie d'ionisation d'un atome M (13.6 eV pour H et O) peuvent arracher un électron orbitant autour du noyau atomique :



Le taux de photoionisation d'une espèce M, en un point quelconque \mathbf{r} est le produit de la densité de cette espèce et de la fréquence d'ionisation :

$$q_M(\mathbf{r}) = \nu_{photo,M} n_M(\mathbf{r}) \quad (1.12)$$

Les fréquences de photoionisation des espèces s'obtiennent en intégrant sur toutes les longueurs d'onde le produit du flux solaire $F_\infty(\lambda)$, de la section efficace d'ionisation de l'espèce considérée σ_M et du facteur d'atténuation $e^{-\tau(\mathbf{r},\chi,\lambda)}$ où τ est l'épaisseur optique de l'atmosphère en un point \mathbf{r} à l'angle solaire zénithal χ .

$$\nu_{photo,M}(\mathbf{r}) = \int F_\infty(\lambda) e^{-\tau(\mathbf{r},\chi,\lambda)} \sigma_M(\lambda) d\lambda \quad (1.13)$$

Lorsque l'absorption est négligeable, ce qui est le cas dans les exosphères planétaires, l'épaisseur optique vaut zéro et la fréquence d'ionisation s'obtient en intégrant sur les longueurs d'onde le produit du flux solaire et de la section efficace de photoionisation. Comme le flux solaire, les fréquences d'ionisation varient en $1/d^2$ où d est la distance de la planète par rapport au soleil.

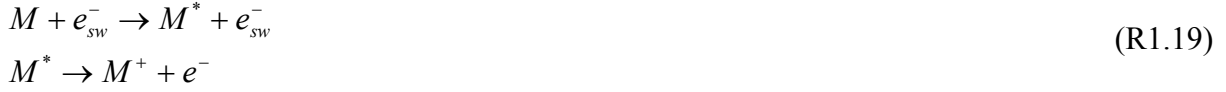
- L'ionisation par impact électronique

Comme nous l'avons déjà indiqué, les électrons du vent solaire sont suffisamment énergétiques pour ioniser les atomes de l'exosphère par collision soit de façon directe :



1.4. L'interaction du vent solaire avec l'atmosphère de Mars

soit par auto-ionisation :



Ce processus permet d'expliquer l'atténuation du flux d'électrons suprathermiques au niveau de la barrière d'empilement magnétique (Crider et al. 2000).

Le taux d'ionisation par impact électronique d'une espèce neutre exosphérique M est le produit entre la fréquence d'impact électronique et la densité de l'espèce M considérée.

$$q_M(\mathbf{r}) = v_{elec,M} n_M(\mathbf{r}) \quad (1.14)$$

La fréquence d'ionisation par impact électronique $v_{elec,M}$ est définie par :

$$v_{elec,M} = n_e \langle \sigma v \rangle = \iiint_V V \sigma_M(V) f_e(V) d^3V \quad (1.15)$$

où f_e est la fonction de distribution des vitesses des électrons du vent solaire.

- Les réactions d'échange de charge et la formation d'atomes neutres énergétiques

Les réactions d'échange de charge décrivent l'échange d'un électron entre un ion X^+ et un atome neutre M :



Dans ces réactions, aucun électron n'est produit, et la quantité de mouvement de chacune des espèces est conservée. Généralement, pour la réaction (R1.20) l'ion A^+ est beaucoup plus énergétique que l'atome neutre M.

L'atome A formé par la réaction (R1.20) sera très énergétique (son énergie est celle qu'avait l'ion A^+). On parle d'atome neutre énergétique (ENA) pour désigner ce type d'atomes. Les réactions d'échange de charge entre les ions lourds du vent solaire et l'exosphère neutre de Mars ont été observées autour de Mars grâce au rayonnement X émis par les ions énergétiques formés par les réactions du type (R1.21) (Dennerl et al. 2006 ; Koutroumpa et al. 2007) et par l'observation in-situ d'ENA produit par échange de charge entre des protons du vent solaire et des atomes neutres exosphériques (R1.20) par l'instrument ASPERA-3 à bord de la mission Mars Express (Barabash et al. 2006) dans la magnétogaine (Gunell et al. 2006) et du côté nuit (Brinkfield et al. 2006). Par ailleurs, des jets intenses d'ENA (d'énergie comprise entre 300 et 3000 eV) avec des flux typiques de $4-7 \times 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ ont été observés dans la région subsolaire (Futaana et al. 2006).

Dans le cas des réactions non résonantes (A^+ et M sont des espèces chimiques différentes), les sections efficaces de collisions sont quasiment indépendantes de la vitesse relative des particules, alors que pour les réactions résonantes (A^+ et M sont des espèces chimiques identiques), la section efficace varie avec la vitesse relative.

Chapitre 1 : La haute atmosphère martienne et l'interaction avec le vent solaire

Le taux d'ionisation par échange de charge peut comme pour les collisions par impact électronique s'obtenir en définissant une fréquence d'ionisation ν_{proto,M_s} , la fonction des vitesses à prendre en compte sera celle des ions A^+ .

I.4d) Criblage atmosphérique

La description théorique du criblage (« sputtering ») et son application aux environnements planétaires doit beaucoup aux travaux de R.E Johnson (Johnson 1990 ; 1994). Le criblage est un processus produisant des éjectas suite à des réactions de transfert d'énergie entre des particules incidentes énergétiques et les constituants d'un milieu cible gazeux ou solide. L'énergie des particules incidentes est déposée par transfert d'impulsion dans des cascades collisionnelles avec les constituants du milieu ou par excitation électronique. De telles interactions peuvent entraîner un chauffage du milieu impacté, des réactions chimiques, l'implantation d'ions dans le matériau de surface, et provoquer l'éjection d'atomes ou de molécules de ce milieu. Dans les environnements planétaires, le criblage peut s'effectuer sur un milieu cible gazeux, (criblage atmosphérique), c'est le cas sur Mars, Vénus, Titan, Io par exemple (la figure 1.8 illustre le criblage d'une atmosphère dans le cas idéal où le champ magnétique interplanétaire et la vitesse du vent solaire sont orthogonales) ou sur une surface, c'est le cas de Mercure ou d'Europe.

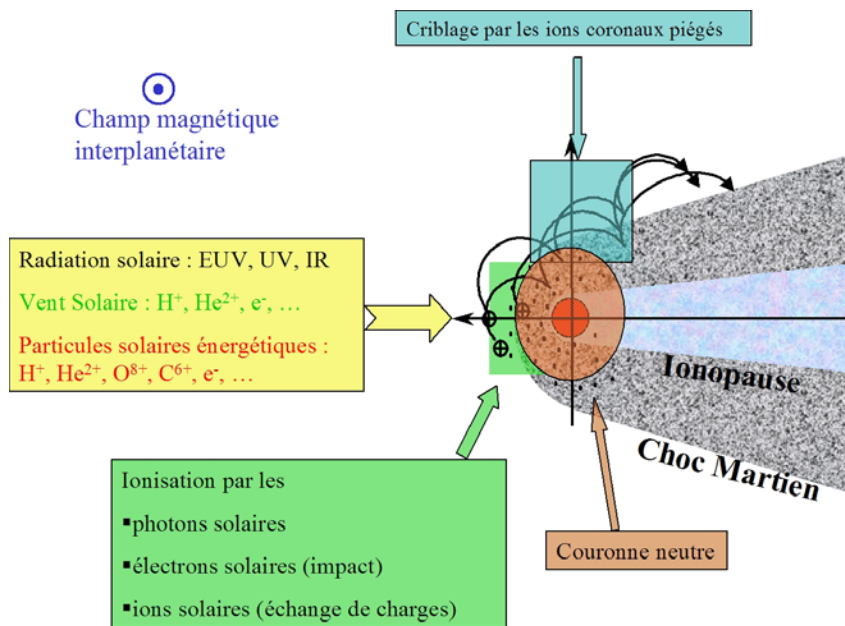


FIG. 1.8 – Représentation de l'interaction de l'atmosphère de Mars et les flux de particules énergétiques (crédit F. Leblanc, Service d'Aéronomie)

L'efficacité du criblage est caractérisée par son rendement (« yield ») défini comme le rapport entre les nombres de particules éjectées et incidentes (ou le rapport entre les flux éjecté et incident).

$$Y = \frac{N_{ejectés}}{N_{incidents}} = \frac{\phi_{ejecte}}{\phi_{incident}} \quad (1.16)$$

Ce rendement dépend du milieu criblé et de la particule incidente. De façon analytique, on peut l'écrire comme une somme de deux termes :

1.4. L'interaction du vent solaire avec l'atmosphère de Mars

$$Y = c_1(\theta) \frac{\sigma(T > U)}{\sigma_d} + c_2(\theta) \frac{\alpha \beta S_{tm}}{U \sigma_d} \quad (1.17)$$

Le premier terme est la composante liée à l'éjection directe et la seconde, la composante liée à l'éjection par cascade collisionnelle, c_1 et c_2 sont deux fonctions dépendant de l'angle d'incidence des particules par rapport à la normale (à la verticale locale pour un corps sphérique). $\sigma(T > U)$ est la section efficace de collision entre les particules incidentes et les composants du milieu transférant une énergie T supérieure à l'énergie d'échappement U à l'exobase. σ_d est la section efficace de collision entre les particules à l'exobase. S_{tm} est la section efficace d'arrêt du milieu, $S_{tm} = 1/n(dE/dx)_{tm}$ où dE/dx est l'énergie perdue dans le milieu par unité de longueur par transfert d'impulsion et n la densité du milieu. Le coefficient α est un coefficient permettant de tenir compte de l'anisotropie du dépôt d'énergie dans le milieu et le coefficient β est lié à la distribution d'énergie des particules mises en mouvement lors des cascades de collisions.

La dépendance du rendement en fonction de l'énergie et de l'angle d'incidence de la particule incidente par rapport à la normale est représentée sur les figures 1.9a et 1.9b, obtenues par simulation du criblage d'une atmosphère atomique d'oxygène plane par des atomes O énergétiques (Johnson et al. 2000).

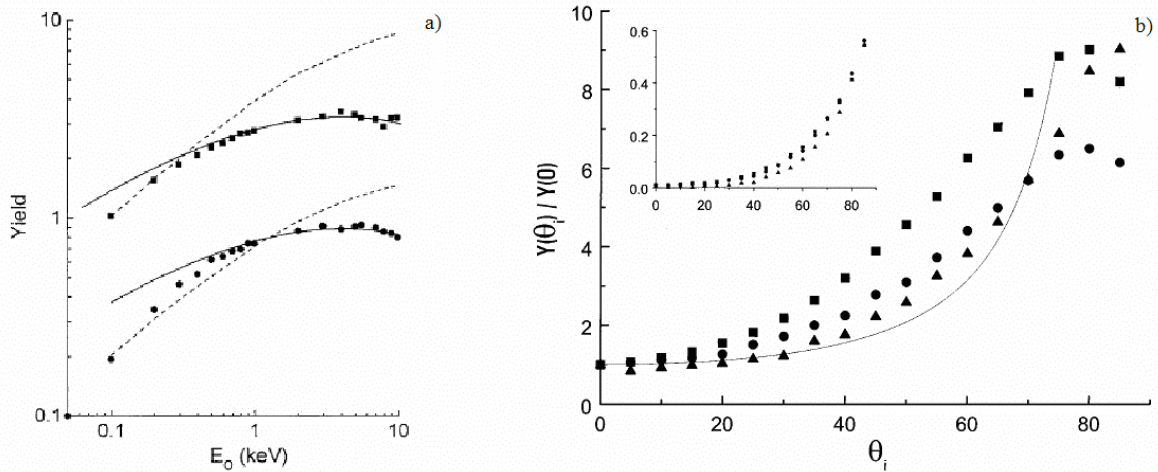


FIG. 1.9 – (a) rendement du criblage en fonction de l'énergie de l'atome O incident pour un angle d'incidence de 0° (courbe du dessous) et de 55° (courbe du dessus). Les lignes sont des ajustements $Y=cS_n(E_0)$ avec $c=3 \times 10^{13} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ pour $\theta = 0^\circ$ et $c = 1.1 \times 10^{14} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ pour $\theta = 55^\circ$. Un ajustement aux basses énergies par $Y=c'S_n(E_0)/\sigma_d(E_{esc})$ (ligne discontinue) avec $c' = 2.4/\text{keV}$ à 0° et $c' = 8.2/\text{keV}$ à $\theta = 55^\circ$. (b) rendement du criblage en fonction de l'angle d'incidence θ_i , normalisé par rapport à l'incidence normale ($\theta_i = 0^\circ$), pour trois valeurs de l'énergie de l'atome O incident : 0.1 keV (carrés), 1 keV : (cercles) et 10 keV (triangles), la ligne $1/[\cos\theta_i]^p$ avec $p=1.6$ est valide, grossièrement, uniquement pour les hautes énergies. La figure insérée en haut à gauche donne la probabilité que l'atome O incident soit diffusé hors de l'atmosphère en fonction de l'angle d'incidence θ_i . Ces deux figures ont été obtenues pour une atmosphère plane d'oxygène atomique criblée par des atomes O énergétiques (Johnson et al. 2000)

Sur Mars, les particules criblant l'atmosphère sont essentiellement les ions O^+ et H^+ et les atomes neutres énergétiques correspondant O et H, les principales espèces qui s'échapperont suite au criblage sont les espèces majoritaires à l'exobase essentiellement O, CO_2 mais aussi N_2 et Ar (Jakosky et al. 1994) et leurs produits de dissociation. L'éjection due au criblage par les ions H^+ est faible comparé au criblage par les ions O^+ . La première étude du criblage de l'atmosphère de Mars a été effectué par Luhmann et Kozyra (1991), puis de nombreux

Chapitre 1 : La haute atmosphère martienne et l'interaction avec le vent solaire

modèles ont été développés, on peut citer, en plus de ceux déjà cités auparavant, les travaux étudiant l'échappement passé lorsque le flux EUV solaire était plus intense et le vent solaire plus dense et plus rapide (Luhmann et al. 1992), ou pour étudier la rétroaction due à la contribution du criblage à la formation de la couronne qui augmente la quantité d'ions susceptibles de réimpacter l'atmosphère de la planète (Johnson et Luhmann 1998). On peut aussi citer les travaux appliqués à une atmosphère sphérique (Leblanc et Johnson 2001) ou à une atmosphère contenant des espèces moléculaires utilisant un couplage entre un modèle de type Monte Carlo et un modèle de dynamique moléculaire permettant de décrire la dissociation et l'excitation des molécules par collision avec les particules incidentes (Leblanc et Johnson 2002). Plus récemment, on peut citer l'étude de Fabrice Cipriani (Cipriani et al. 2007) durant son travail de thèse sur la mise au point d'un spectromètre de masse de très grande sensibilité destinée à la mesure des neutres chauds (Hot Neutral Analyser) et utilisant comme source d'ionisation des cathodes à effet de champ à base de micropointes ou de nanotubes (Cipriani 2006).

I.4e) Modélisation de l'interaction entre le vent solaire et l'atmosphère de Mars

Les premiers modèles utilisés pour reproduire les observations sont des modèles de dynamique des gaz avec un champ magnétique simplement convecté par l'écoulement qu'il ne modifie pas (Spreiter et Stahara 1980). Dans ce modèle, le plasma solaire est considéré comme un gaz non-magnétisé dont le mouvement est régi par la dynamique des gaz.

Depuis les années 90, trois autres types de modèles sont utilisés pour décrire l'environnement magnétisé de Mars (Nagy et al. 2004 ; Modolo et al. 2005) :

- Les modèles MHD multi-espèces mono fluide

Dans cette approche, les équations de conservation (de masse, de quantité de mouvement et d'énergie) sont couplées aux équations de Maxwell. Les équations de continuité des différentes espèces (H^+ , O^+ et O_2^+ , électrons) sont séparées mais pas les équations de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie. Les électrons et les différentes espèces d'ions ont donc la même vitesse et la même température (Liu et al. 1999 ; 2001, Ma et al. 2004).

Ces modèles prennent en compte le chargement en masse du vent solaire en ajoutant au second membre des équations de conservation un terme source, représentant la production des ions planétaires issus de l'ionisation de l'environnement neutre de la planète. Par ailleurs ces modèles utilisent un maillage raffiné au voisinage de l'obstacle, décrivent les principales réactions de la chimie ionosphérique, et prennent en compte la présence du champ magnétique crustal. Ces modèles reproduisent certaines des caractéristiques de l'interaction observées telles que la formation d'une onde de choc planétaire au travers de laquelle le plasma est ralenti et chauffé. On peut également noter le drapé du champ magnétique autour de l'obstacle et une intensification du champ magnétique au voisinage de la planète qui peut être assimilée à la barrière d'empilement magnétique. Les modèles de MHD non idéale (incluant l'effet Hall) permet de décrire le champ électrique transverse et l'application d'un tel modèle a permis de confirmer la formation de mini-magnétosphère au-dessus d'une région de champ crustal intense (Harnett et Winglee 2003).

- Les modèles MHD bi-espèces

Dans cette approche les équations de conservation sont résolues pour deux fluides (les ions "légers" et les ions "lourds") couplés par l'intermédiaire du champ électromagnétique.

1.4. L'interaction du vent solaire avec l'atmosphère de Mars

Il est ainsi possible de différencier les vitesses, densités, et températures pour les deux espèces. Mis à part cette différenciation, les hypothèses de validité de ce modèle sont les mêmes que celles citées précédemment. Ces simulations ont mis en évidence le changement de composition du plasma qui se produit en aval du choc : les ions légers du vent solaire étant remplacés par les ions lourds d'origine planétaire quand on approche de la planète. (Sauer et al. 1994). Des modèles MHD non idéales bi-espèces ont été développés pour décrire l'interaction du vent solaire avec la Terre (Winglee 2004). Cependant, les hypothèses sur lesquelles s'appuient les modèles MHD ne sont pas satisfaites. En effet, dans le cas de Mars, les ions du vent solaire et les ions lourds d'origine planétaire ont des rayons de giration comparables au rayon de la planète ce qui augmente la trajectoire des ions. La prise en compte de cet effet permet de mieux décrire certains mécanismes comme l'échange de charge par exemple.

- Les modèles cinétiques (hybrides)

Dans ce type de modèle, les ions sont décrits comme des particules, ce qui permet de décrire l'effet du rayon de giration fini des ions. Les électrons sont représentés par un fluide de masse nulle (Moore et al. 1991 ; Brecht et Ferrante 1993 ; Shimazu 1999 ; Kallio et Janhunen 2001 ; Modolo et al. 2005). L'équation de la dynamique des ions est résolue de façon couplée avec les équations de Maxwell décrivant les champs électromagnétiques. Ce type de modèle permet d'inclure différentes espèces ioniques et de décrire le rôle du champ électrique convectif du vent solaire (dont nous reparlerons par la suite). Ces modèles sont ceux qui offrent une description la plus complète ; cependant ils sont très coûteux en temps de calcul et ont une résolution spatiale généralement moins fine que les modèles MHD.

L'utilisation de codes hybrides a permis de montrer l'importance des effets cinétiques sur la forme et la structure du choc ; ces effets engendrent une forte asymétrie du choc (Brecht and Ferrante, 1993; Brecht, 1997). Le drapé du champ magnétique autour de la planète est clairement identifié dans les simulations hybrides (Kallio and Janhunen, 2001, 2002; Modolo et al., 2005), et reproduit assez convenablement les observations de la sonde MGS. Ces simulations permettent également de caractériser le comportement des différentes espèces ioniques. Kallio and Janhunen (2002), ont ainsi reproduit les principales caractéristiques de l'échappement ionique d'origine planétaire dans le sillage de Mars en fixant *a priori* la production globale des ions planétaires estimée d'après les mesures faites par l'expérience ASPERA de Phobos 2.

Le modèle développé au Centre des Environnements Terrestres et Planétaires par R. Modolo et G.M. Chanteur utilisé pour décrire les flux d'ions s'échappant et réimpactant la planète est un code 3D de ce type.

Les figure 1.10 et 1.11 donnent des exemples de résultats obtenus à l'aide du modèle hybride 3D (Modolo et al. 2005). La figure 1.10 représente l'amplitude du champ magnétique au voisinage de Mars obtenu à l'aide du modèle hybride 3D. On retrouve les principales signatures du choc martien évoquées au paragraphe précédent à savoir le choc et la barrière d'empilement magnétique. Dans le plan XY, on observe une forte asymétrie liée à l'action du champ électrique de convection. Ce champ accélère les ions planétaires dans la direction $y > 0$. Le choc planétaire, qui se distingue par une compression du champ magnétique d'un facteur 3-4, se situe à une grande distance de la planète dans le demi-espace opposée à la direction du champ électrique de convection du vent solaire (on notera $-E_{sw}$ ce demi-espace et $+E_{sw}$ le demi-espace vers lequel le champ électrique de convection est dirigé ($y > 0$)). Contrairement aux simulations MHD, on observe la formation de structures au voisinage du

Chapitre 1 : La haute atmosphère martienne et l'interaction avec le vent solaire

choc que l'on qualifiera de chocs multiples (3 chocs dans le demi-espace $-E_{sw}$ et 2 dans le demi-espace $+E_{sw}$). (Modolo 2005).

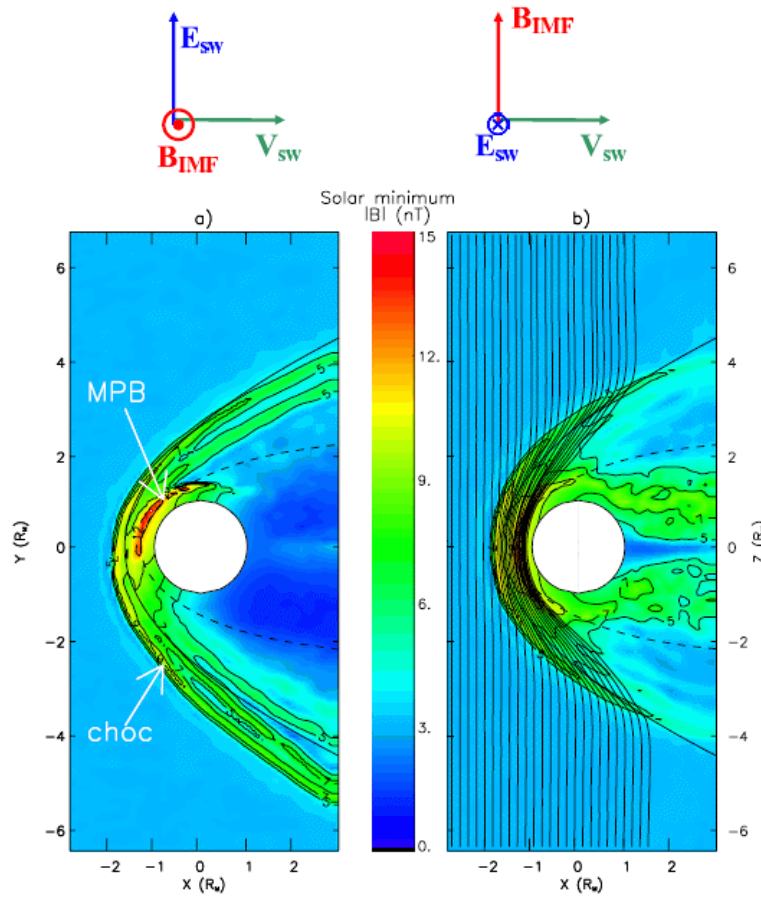


FIG. 1.10 –Exemple d'environnement magnétique obtenu à l'aide d'un code hybride dans les plans XY et XZ, (la direction des champs \mathbf{E} , \mathbf{V} et \mathbf{B} est précisée au-dessus de chaque image). Les positions moyennes du choc planétaire et de la barrière d'empilement magnétique, déterminées à partir des observations de la sonde MGS, sont représentées en ligne continue et discontinue noire. (Vignes et al. 2000). La projection des lignes de champ magnétique dans le plan XZ est superposée à la carte de champ magnétique. (Modolo et al. 2005)

La figure 1.11 représente la densité d'ions O^+ obtenus à l'aide de ce même modèle. On observe une importante dissymétrie par rapport au plan orthogonal au champ électrique de convection qui est un des résultats importants des codes hybrides non reproductible avec les modèles MHD (Modolo 2005). Les ions O^+ sont confinés dans la région d'empilement magnétique du côté matin, tandis que du côté soir, ils ont tendance à s'échapper. Cette asymétrie est créée par le champ électrique \mathbf{E}_{sw} convecté par le vent solaire. Ce champ \mathbf{E}_{sw} accélère les ions créant une asymétrie entre les deux demi-espaces : $-\mathbf{E}_{sw}$ et $+\mathbf{E}_{sw}$. Du fait de leur grand rayon de giration, les ions O^+ arrivent à s'échapper, on parle de « pick-up ions » : les ions sont « extraits » de leur planète.

1.4. L'interaction du vent solaire avec l'atmosphère de Mars

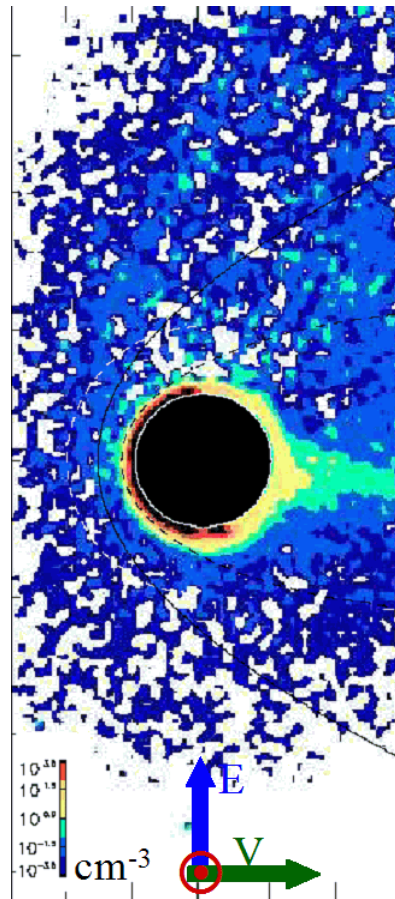


FIG. 1.11 –Densité d'ions O^+ obtenue à l'aide d'un code hybride dans le plan équatorial, (la direction des champs E , V et B est précisée au-dessus de chaque image). On observe une forte dissymétrie liée au champ électrique de convection. (Modolo et al. 2005)

L'utilisation de modèles complètement particulaire, décrivant les ions et les électrons par des particules test reste hors de portée des technologies actuelles pour décrire l'ensemble de l'interaction entre Mars et le vent solaire.

Chapitre 1 : La haute atmosphère martienne et l'interaction avec le vent solaire

Chapitre 2 Modélisation de l'exosphère et son interaction avec le vent solaire en période de minimum et de maximum d'activité solaire

Dans ce chapitre, je vais décrire la méthode utilisée pour construire un modèle de l'exosphère de Mars en périodes de minimum et de maximum d'activité solaire, pour étudier son interaction avec le vent solaire et pour calculer les taux d'érosion de l'atmosphère dus aux processus non-thermiques décrits dans le chapitre d'introduction.

Dans le premier paragraphe, je présente les modèles utilisés, en particulier le modèle Monte Carlo 3D décrivant la production et les collisions entre des atomes d'oxygène chaud et des atomes d'oxygène froid qui est une version améliorée du modèle développé par F. Leblanc (Leblanc et Johnson 2001). Dans le deuxième paragraphe je présente les principaux résultats obtenus à savoir : la densité d'oxygène au dessus de 300 km, les distributions de vitesses des atomes d'oxygène chauds dans l'exosphère et les flux d'ions O^+ précipitant dans l'atmosphère. Enfin dans le troisième paragraphe je présente les taux d'érosion obtenus pour les différents mécanismes ainsi que la quantité d'eau qui pourrait s'être échappée depuis 4 milliards d'années, si l'on extrapole ces résultats aux conditions passées.

II.1) Description du modèle

II.1a) Modélisation des couronnes thermiques d'hydrogène et d'oxygène

La composante thermique (oxygène et hydrogène) est obtenue à l'aide d'une approche de Chamberlain (voir annexe 1) dépendant de trois paramètres : la densité d'oxygène, la densité d'hydrogène et la température à l'exobase.

Les valeurs utilisées dans cette description proviennent du modèle photochimique de V. Krasnopolsky (Krasnopolsky 2002) et sont indiquées au tableau 2.1 ci dessous :

	Minimum solaire	Maximum solaire
Altitude (km)	190	250
Température (K)	200	350
Densité en oxygène (cm^{-3})	1.5×10^7	1.0×10^7
Densité en hydrogène (cm^{-3})	4.3×10^5	2.7×10^4

TAB 2.1 – paramètres de l'exobase en période de minimum et de maximum d'activité solaire (déterminés d'après Krasnopolsky 2002)

Dans ce modèle, les densités d'hydrogène et d'oxygène thermiques sont à symétrie sphérique et ne dépendent donc que de l'altitude.

La valeur de la densité est estimée sur une grille sphérique dont les points sont distribués de façon exponentielle dans la direction radiale, le pas variant entre 16 km à 300 km d'altitude à 500 km à 3 rayons martien ($\sim 10\,000$ km). Dans ce modèle, la rotation de la planète n'est pas prise en compte.

II.1b) Modélisation de la couronne non-thermique d'oxygène due à la recombinaison dissociative de O_2^+

La source principale d'oxygène non-thermique est la recombinaison dissociative de l'ion O_2^+ que j'ai présentée au paragraphe I3.b). Cette composante non-thermique de l'oxygène est

Chapitre 2 : Modélisation de l'exosphère et son interaction avec le vent solaire en période de minimum et de maximum d'activité solaire

modélisée à l'aide d'un code 3D, basé sur une approche particulière et utilisant un schéma Monte-Carlo dérivé du code de F. Leblanc (Leblanc et Johnson 2001). Je vais décrire en détail ce modèle dans ce paragraphe.

- Les entrées du modèle :

Les principales entrées du modèle sont les suivantes :

- **Profils de densité neutre thermosphériques (O et CO₂) :** Dans l'application présentée ici, j'ai utilisé les profils provenant du modèle de Krasnopolsky (2002) présenté figure (Annexe B, Fig. B5). Dans ce modèle, la thermosphère est approximée par une atmosphère entièrement dissociée, formée uniquement d'oxygène atomique. La densité thermosphérique $n_t(O)$ est donnée par $n_t(O) = n(O) + 3n(CO_2)$. Pour pouvoir conserver la même densité atomique, une molécule de CO₂ est remplacée par trois atomes et non deux. Cette approximation utilisée par Johnson et al. (2000) pour décrire le criblage d'une thermosphère atomique par des ions O⁺ et appliquée à Mars (Johnson et al. 2000 ; Leblanc et Johnson 2001) permet de faciliter la description des collisions entre les atomes chauds et les atomes froids de l'atmosphère.. Ce profil est supposé ne dépendre que de l'altitude r . Les profils de densité utilisés en période de forte et de faible activité solaire sont ceux représentés figure 2.1a

- **Profil de densité ionique (O₂⁺) :** Dans l'application présentée ici j'ai utilisé les profils $n(z)$ provenant du modèle photochimique de Krasnopolsky (2002). Ces profils ont été obtenus à un angle solaire zénithal $\theta = 60^\circ$. En période de faible activité solaire ce modèle reproduit assez bien le profil observé par la sonde Viking au-dessous de 200 km (figure 1.3b). Une variation du profil de densité en fonction de l'angle solaire zénithal similaire à celle utilisée dans le modèle d'exosphère d'oxygène chaud de Hodges (Hodges 2000) a été incluse dans le modèle. Ces variations sont indiquées ci dessous.

$$\begin{aligned}
 n(\theta, z) &= n_{60}(z) & \theta \in [0^\circ, 60^\circ] \\
 n(\theta, z) &= [n_{60}(z) - n_{120}(z)] \times \cos \theta + \frac{[n_{60}(z) + n_{120}(z)]}{2} & \theta \in [60^\circ, 120^\circ] \\
 n(\theta, z) &= 2n_{120}(z) \times \cos \theta + 2n_{120}(z) & \theta \in [120^\circ, 180^\circ]
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

où $n(\theta, z)$ est la densité au point d'altitude et d'angle solaire zénithal θ , $n_{60}(z)$ le profil de densité ionique à $\theta = 60^\circ$ et $n_{120}(z)$ le profil de densité ionique à $\theta = 120^\circ$.

- **Les profils de température neutre et électronique :**
Le profil de température neutre utilisé est celui décrit dans le modèle photochimique de Krasnopolsky et le profil de température électronique correspond au profil déduit des mesures Viking. Du fait de l'absence de mesures de température électronique en période de forte activité solaire, ce profil de température a été utilisé pour les deux périodes d'activité solaire.
- **Le taux de production** utilisé est celui obtenu par Peverall et al. (2001) (Eq. 1.8) extrapolé à toutes les températures. Les taux de productions à trois angles solaires

2.1 Description du modèle

zénithaux en période de faible activité solaire sont représentés figure 2.1b.

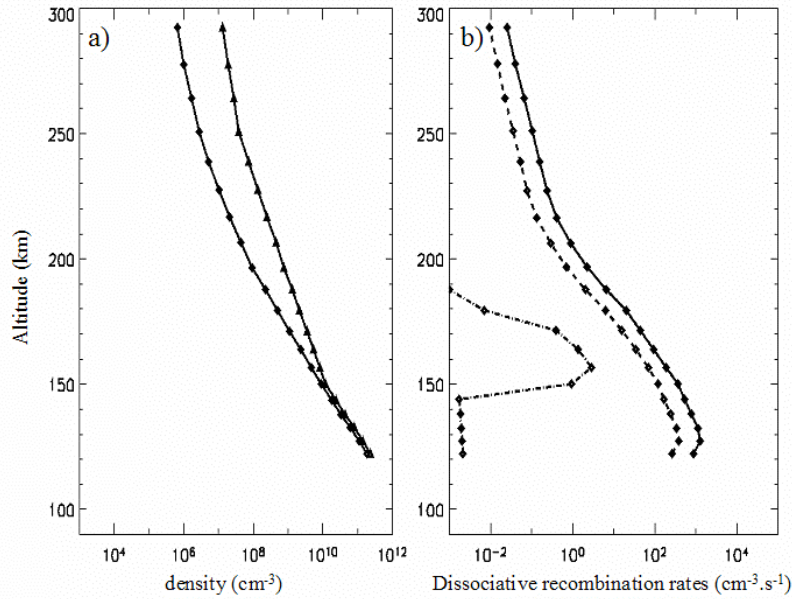


FIG. 2.1 – (a) Profils de densité d’oxygène utilisé pour les simulations en minimum (courbe de gauche) et en maximum (courbe de droite) d’activité solaire. La différence entre les profils est due à la température exosphérique plus élevée en maximum solaire.

(b) Profils du taux de réactions α de la recombinaison dissociative de O_2^+ utilisé en période de minimum d’activité solaire à des angles solaires zénithaux de 0, 60 et 120°.

- **Les potentiels d’interaction pour décrire les collisions :** 16 courbes de potentiel permettent de décrire les interactions entre deux atomes d’oxygène. Pour simplifier l’étude, une hypothèse souvent utilisée (Johnson et al. 2000 ; Leblanc et Johnson 2001) est l’utilisation d’un unique potentiel universel (Ziegler et al. 1985). Cette simplification sur-estime la section efficace différentielle de collision élastique aux petits angles de diffusion pour les énergies mises en jeu dans le mécanisme de recombinaison dissociative ($\sim 5\text{eV}$) ce qui a pour conséquence d’augmenter le nombre de collisions et donc la thermalisation des atomes chauds. (Cipriani 2006). Un terme de perte d’énergie de l’atome incident par excitation électronique des atomes de l’atmosphère a aussi été inclus mais ce terme a une influence négligeable pour des collisions impliquant des particules d’énergie inférieures à 100 eV (Johnson et al. 2000).

- Domaine de calcul :

Le modèle utilisé est un modèle 3D décrit par les coordonnées spatiales (r, θ, φ) où r représente la distance du point courant au centre de Mars (l’altitude z est donnée par $z=r-R_p$), l’angle $\theta \in [0, \pi]$ représente l’angle par rapport à l’axe de rotation de la planète ($\theta=0$ correspond au pôle nord, $\theta=\pi/2$ correspond à l’équateur et $\theta=\pi$ correspond au pôle sud), l’angle $\varphi \in [0, 2\pi]$ représente l’angle par rapport à l’heure locale 12h ($\varphi=0^\circ$). L’heure locale 18 heures correspond à $\varphi=\pi/2$, l’heure locale 24h correspond à l’angle $\varphi=\pi$ et l’heure locale 6h correspond à l’angle $\varphi=3\pi/2$. Dans toute la simulation, le soleil est supposé être dans le plan équatorial. Avec cette approximation, le cosinus de l’angle solaire zénithal (SZA) s’obtient facilement en fonction des angles θ et φ par :

Chapitre 2 : Modélisation de l'exosphère et son interaction avec le vent solaire en période de minimum et de maximum d'activité solaire

$$\cos(sza) = \sin(\theta) \cos(\varphi) \quad (2.2)$$

Le domaine de calcul est divisé en deux régions, la première région (zone collisionnelle) va de 120 km jusqu'à 300 km. (Cette limite supérieure est choisie arbitrairement au-dessus de l'exobase). C'est dans cette région que se produisent les recombinaisons dissociatives de l'ion O_2^+ ainsi que les collisions entre atomes chauds et atomes froids. La deuxième région (zone non collisionnelle) va de 300 km jusqu'à 10000 km. Aucune dissociation n'a lieu dans cette région et les particules ont des trajectoires purement balistiques (la seule force extérieure est la gravitation).

Chaque zone est découpée en cellules selon une trame en (r, θ, φ) dont le volume ΔV est donné par :

$$\Delta V = \frac{r_2^3 - r_1^3}{3} (\cos \theta_1 - \cos \theta_2) (\varphi_2 - \varphi_1) \quad (2.3)$$

où $r_1, r_2, \theta_1, \theta_2, \varphi_1, \varphi_2$ caractérisent les frontières de la cellule.

La même trame angulaire a été utilisée pour les deux zones définies auparavant :

La trame en φ est découpée en 60 segments $[\varphi_i, \varphi_{i+1}]$ dont le pas $\varphi_{i+1} - \varphi_i$ est égal à 6° .

La trame en θ est découpée en 30 segments $[\cos(\theta_i), \cos(\theta_{i+1})]$ dont le pas : $\cos(\theta_{i+1}) - \cos(\theta_i)$ est égal à $1/15$.

La trame radiale de la région collisionnelle est composée de 20 segments $[r_i, r_{i+1}]$ dont le pas varie exponentiellement avec r (entre 4 km à 120 km jusqu'à 16 km à 300 km).

La trame radiale de la région non collisionnelle est divisée en 50 segments $[r_i, r_{i+1}]$ dont le pas varie exponentiellement avec r (entre 16 km à 300 km jusqu'à 500 km à 10000 km).

On a donc au total 36 000 cellules dans la région collisionnelle et 90 000 dans la région non collisionnelle.

Pour déterminer la fonction de distributions des vitesses en fonction de la vitesse radiale et de la vitesse orthogonale, dans la région non-collisionnelle, aux temps locaux 6h, 12h, 18h et 24h dans le plan équatorial, à différentes altitudes, une autre trame a été utilisée pour améliorer la description statistique. La trame en altitude se limite à 10 domaines en altitude. Chaque cellule utilisée pour déterminer la fonction de distribution des vitesses est composée de $5 \times 4 \times 4$ cellules de la trame précédente distribuée selon (r, θ, φ) . L'espace des vitesses orthogonales et radiales est divisée en 20×20 cellules distribuées uniformément avec un pas de 300 m s^{-1} .

- Terme source :

Le nombre de recombinaisons dissociatives par seconde $P(i)$ de chaque cellule i est déterminé en utilisant la relation suivante :

$$P(i) = \alpha \times \left(\frac{300}{T_e(i)} \right)^{0.7} [e](i) \times [O_2^+](i) \times \Delta V(i) \quad (2.4)$$

où $[e](i)$, $[O_2^+](i)$ et $T_e(i)$ représente la densité électronique, la densité en ion O_2^+ et la température électronique de la cellule i et $\Delta V(i)$ le volume de la cellule i .

Le nombre total de recombinaison entre 120 et 300 km, P_{tot} , est obtenu en sommant les taux de productions de toutes les cellules (le nombre de particule chaude produite s'obtient en multipliant ce terme par 2). Appliquant la formule 2.4 et en sommant sur tout le volume, je

2.1 Description du modèle

trouve que la production totale d'oxygène chaud est de $3 \times 10^{27} \text{ s}^{-1}$ en minimum d'activité solaire et de $1 \times 10^{28} \text{ s}^{-1}$ en maximum d'activité solaire. Du fait des fortes variations de $P(i)$ en fonction de la cellule considérée (plus de 4 ordres de grandeurs), pour avoir une représentativité statistique en un temps de calcul réaliste, le poids d'une macro-particule suivie dans la simulation dépend du taux de production $P(i)$ de la cellule dans laquelle la macro-particule a été créée. Ce poids varie linéairement en fonction de $P(i)$:

$$Poids(particule) = a \times P(i) + b \quad (2.5)$$

Soit $Q(i)$:

$$Q(i) = \frac{P(i)}{aP(i) + b} \quad (2.6)$$

$Q(i)$ représente le nombre de particules test créées dans la cellule i en une seconde. La fonction f définie par :

$$f(k) = \frac{\sum_{i=1}^k Q(i)}{\sum_{i=1}^{N_{cell}} Q(i)} \quad (2.7)$$

est la fonction de répartition du taux de production $Q(i)$ et $f(k)-f(k-1)$ représente la probabilité de produire une particule test dans la cellule k où k est le numéro de la cellule numéroté entre 1 et 36 000 (On pose $f(0)=0$ pour que la formule soit valable pour toutes les cellules).

La cellule k où se produit une recombinaison est déterminée par tirage Monte Carlo en résolvant l'inégalité :

$$f(k-1) < r < f(k) \quad (2.8)$$

où r est un nombre aléatoire compris entre 0 et 1.

Les valeurs de a et b utilisées durant les simulations données par :

$$a = \frac{P_{tot}/10 - P_{tot}/1000}{P_{max} - P_{min}} \quad (2.9)$$

$$b = P_{tot} \frac{P_{max}/1000 - P_{min}/10}{P_{max} - P_{min}} \quad (2.10)$$

où P_{min} et P_{max} représentent les valeurs minimales et maximales de P . Avec ces valeurs, les poids des macro-particules simulées varient de 2 ordres de grandeurs. Dans la suite le terme « particule chaude » désignera une macro-particule simulée. Son poids indiquant le nombre d'atomes chauds qu'elle représente.

A chaque pas de temps Δt , un certain nombre de particules chaudes sont lancées dans la simulation. Ce nombre n'est pas constant et dépend des cellules où sont produites ces

Chapitre 2 : Modélisation de l'exosphère et son interaction avec le vent solaire en période de minimum et de maximum d'activité solaire

particules chaudes (Il varie entre 10 et 300). La seule contrainte est que la production totale d'atomes chauds soit égale à $P_{tot} \Delta t$.

Tant que $\Sigma(Poids) \Delta t$ est inférieur à $P_{tot} \Delta t$, on détermine la cellule k où se produit la recombinaison suivante et ainsi de suite jusqu'à ce que la somme des poids des particules produites soit supérieure à $P_{tot} \Delta t$. Le poids de la dernière particule produite est alors ajusté de telle sorte que la production totale durant Δt soit $P_{tot} \Delta t$.

Les particules chaudes sont créées par paires. L'énergie cinétique de la paire est obtenue en déterminant le branchement de la recombinaison dissociative (R1.16) et les vecteurs vitesses des deux particules créées sont de sens opposés. Les directions des vitesses sont réparties selon une distribution isotrope.

- Schéma numérique :

Les limitations en puissance de calcul imposent de ne suivre qu'un nombre restreint de macro-particules représentant la population de neutre chaud créé par recombinaison dissociative. Seules les atomes suffisamment énergétiques vont être suivis dans la simulation. Le seuil utilisé dans les simulations présentées est :

$$E_{min} = \frac{E_{esc}}{15} \quad (2.11)$$

A l'exobase l'énergie d'échappement d'un atome d'oxygène est de 2 eV, l'énergie minimale des atomes à cette altitude sera donc de 0.13 eV. L'utilisation de cette limite en énergie entraîne une sous estimation de la densité au-dessous d'une altitude seuil R_t définie par :

$$\frac{1}{R_t + R_m} = \frac{1}{R_x + R_m} - \frac{V_{min}^2}{2GM} \quad (2.12)$$

où R_m et M sont le rayon et la masse de Mars, R_x l'altitude de la transition entre la région collisionnelle et la région non collisionnelle ($R_x = 300 \text{ km}$) et V_{min} la vitesse correspondant à l'énergie cinétique E_{min} . Ici, $R_t \sim 540 \text{ km}$.

L'algorithme de calcul est le suivant :

- (1) création d'une série de particules chaudes par recombinaison dissociative tous les pas de temps $\Delta t \sim 10s$
- (2) calcul des trajectoires des particules chaudes sous l'action du champ de gravité tous les pas de temps $dt \sim 0.1s$
- (3) calcul des collisions binaires entre les particules chaudes et les particules de l'atmosphère tous les pas de temps dt
- (4) suppression des particules dont l'énergie devient inférieure à E_{min} .

Le pas de temps dt est choisi de manière à ce que la particule la plus rapide ne parcourt qu'une fraction de la plus petite cellule.

Le pas de temps $\Delta t = 10 \text{ dt}$ a été choisi de telle sorte que le nombre de particules suivies à un instant donné de la simulation reste raisonnable (en pratique, il est de l'ordre de 2000-3000).

La densité et la distribution des vitesses des particules dans chaque cellule sont mises à jour tous les pas de temps dt par :

2.1 Description du modèle

$$n(i) = n(i) + dt \sum_{particule(i)} weight(particule) \quad (2.13)$$

$$f(i, j) = f(i, j) + dt \sum_{particule(i, j)} weight(particule) \quad (2.14)$$

où les sommes sont effectuées sur toutes les particules se trouvant dans la cellule i et dont la vitesse est dans le domaine j de l'espace des vitesses.

A la fin de la simulation la densité est divisée par la durée totale de la simulation et par le volume de la cellule dans l'espace réel pour la densité ou dans l'espace des phases pour la distribution des vitesses.

- Phase de transport et de collisions :

La résolution des équations de transport et de l'équation de Boltzmann utilisée est décrite par Leblanc et al. (2001) ; Cipriani (2006). Le calcul des trajectoires des particules dans le champ de gravité est réalisé par intégration de l'équation du mouvement basée sur un schéma de Runge-Kutta d'ordre 2, plus rapide que le schéma d'ordre 4 et suffisamment précis.

La méthode utilisée pour modéliser le taux de collision est inspirée d'une approche de type Direct Simulation Monte Carlo (DSMC) développée par Bird (1994) qui permet de résoudre l'équation de Boltzmann (équation 1.1) dans le cas d'un régime dilué. Dans une cellule de la grille de calcul, on considère les collisions binaires entre des atomes chauds se déplaçant relativement aux atomes thermiques à la vitesse relative V_r .

Pour un gaz homogène de densité n , la fréquence moyenne de collisions ν des atomes est donnée par :

$$\nu = n \langle \sigma_T V_r \rangle \quad (2.15)$$

Le nombre de collisions maximal produit par particule chaude dans une cellule de volume $\Delta V(i)$ dont la densité en atomes froids est n , durant un intervalle de temps dt est donné par :

$$N_{col}^{max} = n \langle \sigma_T V_r \rangle_{max} dt \quad (2.16)$$

La probabilité qu'une collision soit effective est alors donnée par $\sigma_T V_r / (\sigma_T V_r)_{max}$

Les collisions entre particules chaudes sont beaucoup moins nombreuses que les collisions entre particules chaudes et froides et dans cette étude, je les ai négligées.

Lorsqu'une collision se produit, la vitesse de la particule froide est déterminée aléatoirement à partir d'une distribution des vitesses maxwellienne à la température locale.

Le paramètre d'impact est déterminé aléatoirement et l'angle de diffusion est obtenu en utilisant le potentiel d'interaction universel déjà évoqué dans les entrées du modèle.

Il est alors possible de calculer les composantes des vitesses des deux particules après la collision (Chaufray 2004).

- Sorties du modèle :

Les sorties principales du modèle sont les suivantes :

- densité exosphérique 3D des atomes d'oxygène

Chapitre 2 : Modélisation de l'exosphère et son interaction avec le vent solaire en période de minimum et de maximum d'activité solaire

- distribution des vitesses dans le plan équatorial à différentes altitudes à 4 temps locaux ($LT=6h, 12h, 18h, 24h$)

Ces résultats seront présentés au paragraphe II.2

- échappement d'oxygène non-thermique

Ce résultat sera présenté au paragraphe II.3

II.1c) Modélisation de l'interaction entre le vent solaire et l'exosphère de Mars

L'interaction du vent solaire avec l'exosphère de Mars est modélisée à l'aide d'un modèle hybride. Le modèle hybride 3D utilisé a été développé par Ronan Modolo durant sa thèse (Modolo 2005). Dans ce modèle, les ions sont décrits comme des particules tests tandis que les électrons sont représentés par un fluide sans masse. Le plasma solaire est composé de 95% de protons H^+ et de 5% de particules alpha (He^{++}). La densité des protons du vent solaire est en moyenne de 2.4 cm^{-3} et les températures des deux populations sont de quelques eV pour les protons et une dizaine d'eV pour les particules alpha. La température électronique est d'environ 10^5 K . La vitesse d'écoulement du vent solaire non perturbé est de 400 km.s^{-1} soit environ dix fois la vitesse d'Alfvén des protons et dix fois la vitesse du son.

Les ions sont régis par les équations du mouvement qui sont couplées à l'équation de conservation de la quantité de mouvement électronique et aux équations de Maxwell.

Les effets cinétiques ioniques sont pris en compte de manière auto-cohérente

dans ces modèles. Ce type de modèle est bien adapté à la description des processus physiques dont les échelles caractéristiques spatiales et temporelles sont comparables à celles des trajectoires des ions.

Le modèle hybride 3D permet de déterminer l'environnement magnétique, les densités ioniques, les taux de productions d'ions et les densités d'ENA autour de Mars. Pour améliorer la détermination des flux de particules s'échappant et réimpactant l'atmosphère de Mars, j'ai utilisé un code Monte Carlo de type « particule test » développé par R. Modolo. Ce code décrit la trajectoire des ions O^+ dans l'environnement électromagnétique obtenu par le modèle hybride 3D.

Les fréquences de photoionisation pour l'hydrogène et l'oxygène atomique en période de minimum et maximum d'activité solaire sont indiquées dans le tableau 2.2

Espèce	Minimum solaire	Maximum solaire
H	2.4×10^{-8}	4.28×10^{-8}
O	10.7×10^{-8}	31.25×10^{-8}

TAB. 2.2 – Fréquences de photoionisation (s^{-1}) pour l'oxygène et l'hydrogène atomique à 1.5 UA en minimum et maximum d'activité solaire.

La production par impact électronique est déterminée en utilisant les équations 1.14 et 1.15 où les termes $\langle \sigma_{MV} \rangle$ (équation 1.15) varient linéairement avec la température électronique. Dans le modèle 3D hybride, le mouvement des électrons est adiabatique avec un indice polytropique $\gamma = 2$. La pression électronique est donc proportionnelle au carré de la densité électronique et la température est proportionnelle à la densité électronique, on en déduit donc que $v_e \propto n_e^2$. En notant $n_{e,0}$ et $v_{e,0}$ la densité et la fréquence d'impact électronique dans le vent solaire non perturbé, la fréquence d'impact électronique en un point quelconque est donnée par :

2.1 Description du modèle

$$\nu_e = \nu_{e,0} \left(\frac{n_e}{n_{e,0}} \right)^2 \quad (2.17)$$

Les fréquences d'impact dans le vent solaire calme pour l'hydrogène et l'oxygène atomique sont indiquées dans le tableau 2.3

	H	O
$\nu_{e,0} (s^{-1})$	0.76×10^{-8}	1.30×10^{-8}

TAB. 2.3 – Fréquences d'ionisation par impact électronique pour une température de 1.5×10^5 K pour l'hydrogène et l'oxygène atomique (Modolo et al. 2005)

Les taux de production par échange de charge entre les protons du vent solaire et planétaire et les atomes d'oxygène proviennent directement des simulations hybrides.

Les positions des ions produits par ces processus, dans le modèle Monte Carlo, sont déterminées par la distribution des taux de production au-dessus de 300 km d'altitude et la trajectoire de chaque ion est calculée en résolvant numériquement l'équation du mouvement. La particule test est suivie jusqu'à ce que :

- Elle traverse la frontière extérieure de la simulation, on la stocke alors comme une particule s'échappant
- Elle traverse la frontière inférieure de la simulation (à 300 km d'altitude), on la stocke alors comme une particule réimpactant l'atmosphère
- Elle soit neutralisée par échange de charge avec un atome d'hydrogène ou d'oxygène, on la stocke alors comme un ENA

La trajectoire des ENA produits est supposée rectiligne. Les ENA dont la trajectoire ne traverse pas la frontière à 300 km sont stockés comme des particules s'échappant, tandis que les ENA atteignant l'altitude de 300 km sont stockés comme particule réimpactant l'atmosphère.

Les principaux résultats de ce modèle qui seront présentés au paragraphe II.2 concernent uniquement la production d'ions O^+ et d'ENA ainsi que les flux réimpactant l'atmosphère et s'échappant dans le milieu interplanétaire. Je ne présenterai pas les résultats concernant l'environnement magnétique qui sont peu différents de ceux présentés à la fin du chapitre précédent.

II.1d) Le criblage atmosphérique (« sputtering »)

L'utilisation du modèle hybride 3D et du modèle Monte Carlo de suivi des ions, permet de reconstruire la distribution spatiale des flux précipitant ainsi que la distribution en énergie et en angle d'incidence. Ces flux réimpactants sont ensuite introduits dans le modèle 3D Monte Carlo utilisé pour décrire la recombinaison dissociative, qui permet de décrire les collisions et les transferts d'énergie entre les particules incidentes et l'atmosphère atomique de Mars.

Les simulations ont été faites séparément pour les particules de faible énergie (< 500 eV) et les particules de haute énergie (> 500 eV). 100 000 particules test ont été utilisées pour simuler le criblage par les particules de basse énergie et 15 000 particules test ont été utilisées pour simuler le criblage par les particules de haute énergie. Cette différence est essentiellement dû au temps de calcul, beaucoup plus important dans le cas des particules de haute énergie dont l'efficacité est plus grande, en terme de rendement (voir la figure 1.9).

Chapitre 2 : Modélisation de l'exosphère et son interaction avec le vent solaire en période de minimum et de maximum d'activité solaire

Pour chaque simulation, le poids des particules test simulées est le même. Un poids variable en fonction de l'énergie de la particule incidente permettrait d'optimiser la simulation et de mieux décrire les particules de haute énergie. Cependant, le fait d'avoir séparé les basses et les hautes énergies réduit l'importance de cette amélioration. Le rapport entre le nombre de particules tests simulées et la variation d'ordre de grandeur du flux énergétique est de ~ 10 dans chaque gamme d'énergie ce qui permet de simuler dans chaque cas les particules les plus énergétiques par une dizaine de particules tests. Les particules décrites ayant des énergies plus importantes que celles produites par recombinaison dissociative, le pas de temps dt utilisé pour le calcul des trajectoires et des collisions est plus faible, choisi égal à $\sim 0.01s$ (dt est choisi tel que la particule la plus rapide se déplace d'une distance inférieure à la distance entre les frontières de la plus petite cellule). Un atome chaud incident est produit tous les pas de temps $\Delta t = 80\,000\,dt$.

La figure 2.2 représente l'évolution du yield (Eq. 1.16) en fonction du nombre de particules test simulées pour les particules incidentes d'énergie comprise entre 0 et 500 eV (2.2a) et pour les particules incidentes d'énergie supérieure à 500 eV (2.2b). Pour les particules de basse énergie, on constate que le yield devient stable après avoir simulé environ 15 000 particules test (fluctuation $\sim 3\%$). Pour les particules de haute énergie, l'augmentation du yield entre 10 000 et 15 000 particules test est de 4% (de 3.03 à 3.16).

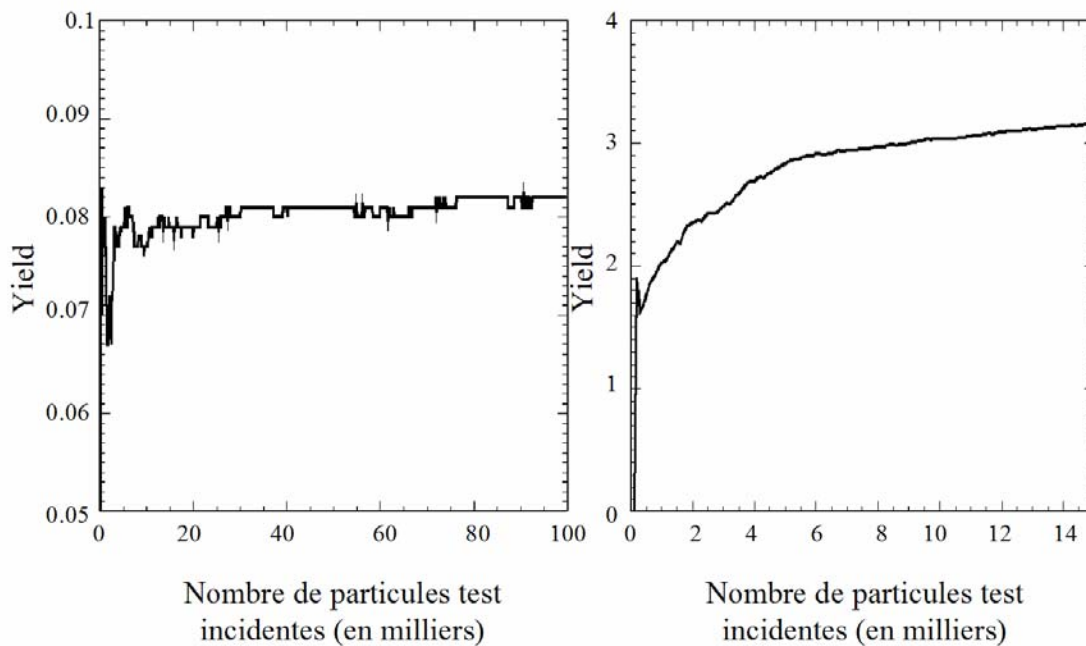


FIG. 2.2 : Evolution du rendement (Yield) du criblage en fonction du nombre de particules test incidentes simulées pour des particules test d'énergie inférieure à 500 eV (figure de gauche) et des particules incidentes d'énergie supérieure à 500 eV (figure de droite).

La valeur du yield donné ici correspond au rapport entre le flux de particules s'échappant et le flux de particules incidentes. L'utilisation du flux de particules précipitant à 300 km, au-dessus de l'exobase (entre 200 et 250 km), fait que certaines particules précipitant ne vont pas subir de collisions (celle dont l'angle d'incidence par rapport à la normale locale est grand) et dont l'énergie est supérieure à l'énergie d'échappement. Dans la suite, où je chercherai à caractériser l'échappement dû à chaque processus, ces particules seront considérées comme

2.1 Description du modèle

des ENA s'échappant et inclus dans l'échappement sous forme d'ENA et non pas dans l'échappement lié au criblage.

II.2) Résultats du modèle

II.2a) Couronne d'oxygène produite par recombinaison dissociative

La figure 2.3 représente les profils de densité d'oxygène (populations thermique et non-thermique) et d'hydrogène dans la région subsolaire en fonction de l'altitude, obtenus en périodes d'activité solaire minimale (en pointillé) et maximale (en trait plein). La rupture de pente observée dans les profils de densité d'oxygène indique la transition entre la région où domine la composante thermique et la région où domine la composante non-thermique (vers 550 km en minimum solaire et 700 km en maximum solaire). En période de minimum d'activité solaire, Lammer et al. (2000) trouvent une transition au voisinage de 600 km, ce qui est en bon accord avec notre résultat, en période de forte activité solaire (« Nozomi model »), ils trouvent une transition vers 500-550 km. Cette différence provient de la température de la composante thermique utilisée à l'exobase, Lammer et al. (2000) utilisent une température de 220 K ce qui réduit l'extension de la population thermique et diminue l'altitude de la transition.

Le rapport entre la densité d'oxygène exosphérique en période de maximum d'activité solaire et celle en période de minimum d'activité solaire varie de ~ 10 vers 300 km (là où la composant thermique domine à cause de la température exosphérique plus élevée en maximum d'activité solaire) à $\sim 2-3$ vers 2000 km (là où la composante non-thermique domine).

L'hydrogène devient l'espèce dominante vers 700 km d'altitude en période forte activité solaire, alors qu'en période de faible activité solaire, il est dominant au-dessus de 300 km.

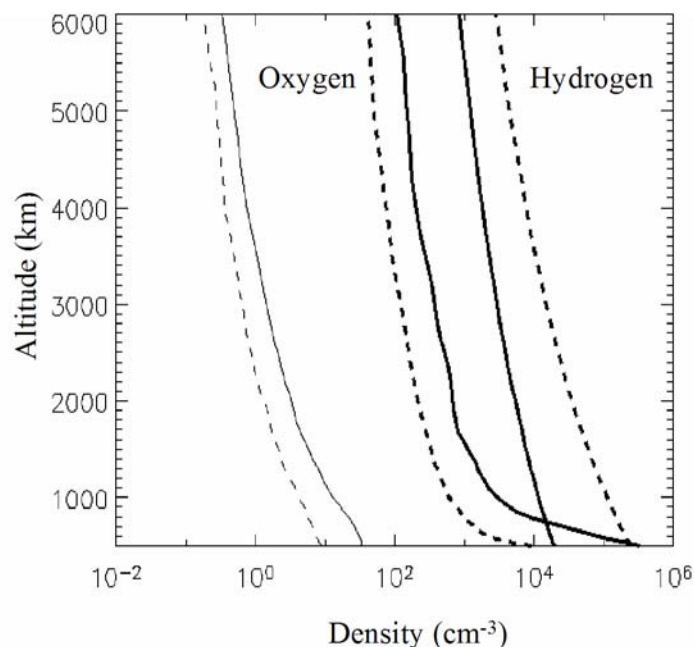


FIG 2.3 - profils de densité d'hydrogène et d'oxygène exosphérique dans la région du point subsolaire, en période de minimum d'activité solaire (en pointillé) et en période de maximum d'activité solaire (en trait continu). (Chaufray et al. 2007a). Le profil d'hydrogène ne contient qu'une population « froide » tandis que le profil d'oxygène contient une population « froide » et une population chaude résultant de la recombinaison dissociative de l'ion O_2^+ au dessous de l'exobase. A gauche le profil à 18h lié au criblage est représenté en trait fin et sera commenté dans la partie décrivant les résultats de la modélisation du criblage.

Chapitre 2 : Modélisation de l'exosphère et son interaction avec le vent solaire en période de minimum et de maximum d'activité solaire

La figure 2.4 représente la densité d'oxygène non-thermique produit par recombinaison dissociative de l'ion O_2^+ dans le plan équatorial (condition solaire minimum à gauche et condition solaire maximum à droite). L'échelle de couleur utilisée est la même pour les deux images. Cela permet de voir que l'extension de la couronne est plus importante en période de forte activité solaire.

On observe bien le fort contraste jour/nuit déjà observé aussi par Hodges (2000) lorsque la production d'atome chaud la nuit est faible (modèle L). On peut aussi observer une légère asymétrie entre la densité à 6h (heure locale) et 18h. L'extension de la couronne à 18h est légèrement plus importante à cause de la rotation de la planète, qui entraîne les atomes produits vers 12h du côté soir.

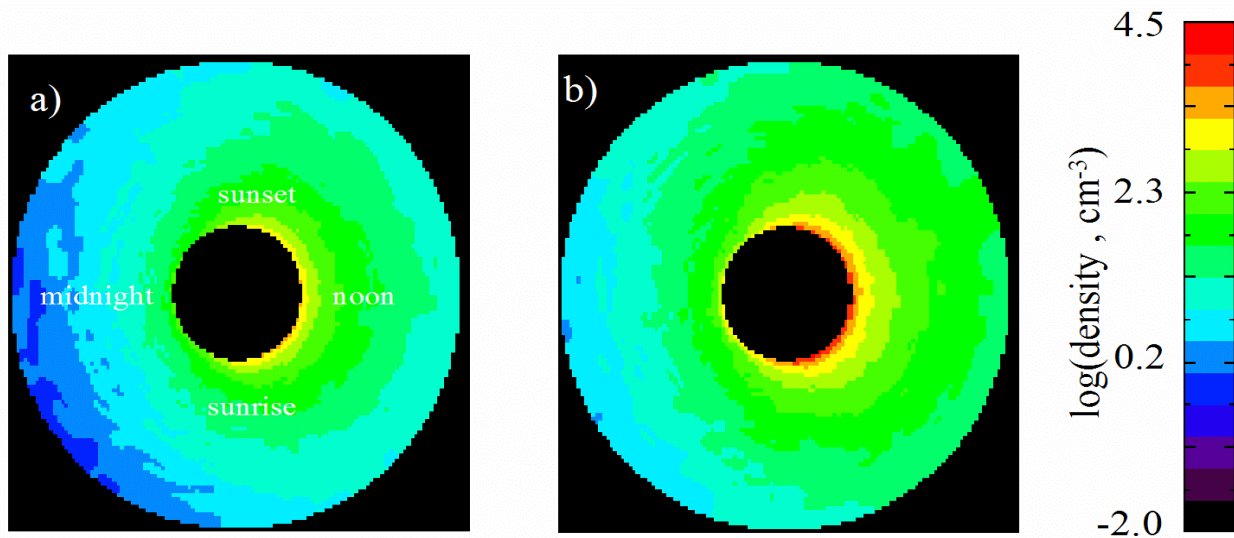


FIG 2.4 - carte équatoriale de densité en oxygène chaud produit par recombinaison dissociative de l'ion O_2^+ en période de minimum et de maximum d'activité solaire (Chaufray et al. 2007a)

La figure 2.5 représente les distributions de vitesse des atomes d'oxygène chauds en période de maximum solaire dans le plan équatorial vers 12h (à gauche), 18h (au centre) et 6h (à droite) entre 560 et 890 km. La composante de la vitesse horizontale est définie positive dans le sens de la rotation de la planète (de 12h vers 18h). La résolution en vitesse est de 300m.s^{-1} . Le cercle rouge représente le lieu où la norme du vecteur vitesse est égale à la vitesse d'échappement (équation 1.7). Les hyperboles délimitent les régions peuplées par les atomes ayant une trajectoire satellite dont le périapsis est situé entre 560 et 890 km. (voir Annexe A). L'absence de population satellite vient du fait que l'on a négligé toute collision au dessus de 300 km. Toutes les particules se trouvant dans cette région ont donc forcément une trajectoire croisant l'altitude de transition entre la région collisionnelle et la région non-collisionnelle (située à 300 km).

On observe une asymétrie par rapport à l'axe horizontal des distributions de vitesse à 6h et 18h. A 18h les particules ayant une vitesse radiale négative (qui se dirigent vers la planète) ont préférentiellement une vitesse horizontale positive. A 6h on observe l'effet inverse.

Ces asymétries proviennent du fait que le pic de production d'atomes d'oxygène chaud se trouve vers 12h. Les atomes balistiques produits vers 12h retombant à 18h auront donc une vitesse horizontale positive (dirigé de 12h vers 18h) et les atomes balistiques retombant vers 6h auront une vitesse horizontale négative (dirigé de 12h vers 6h).

2.2 Résultats du modèle

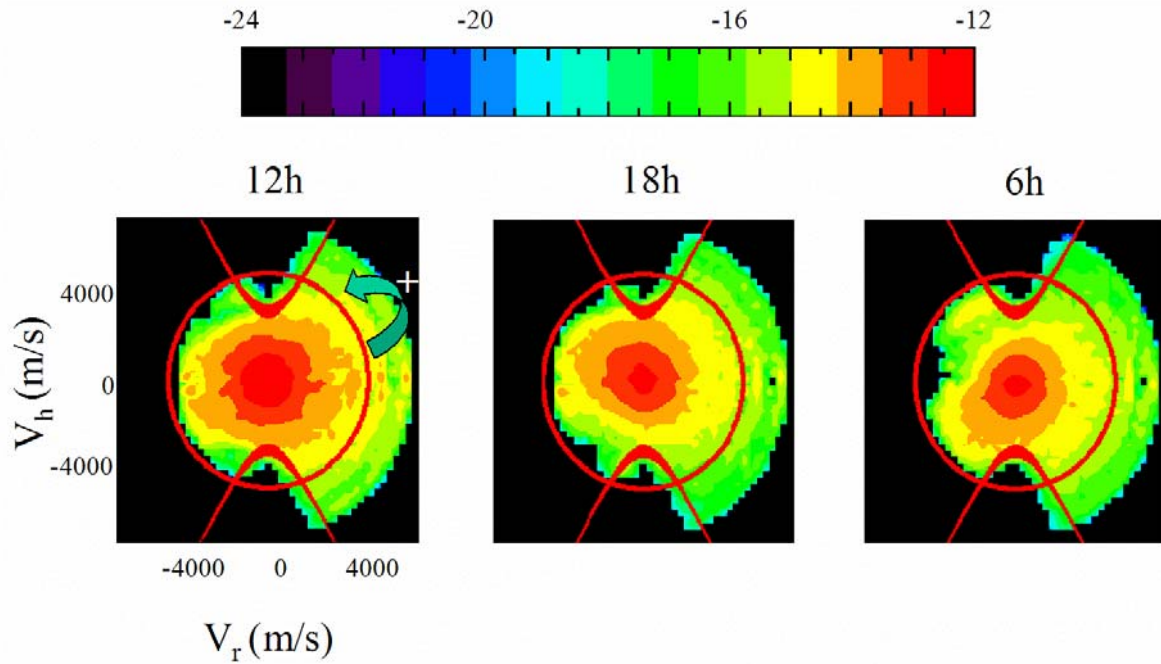


FIG 2.5 - Fonctions de distributions des vitesses en période de maximum solaire dans le plan équatorial vers 12h (à gauche), 18h (au centre) et 6h (à droite) entre 560 et 890 km. La composante de la vitesse horizontale est définie positive dans le sens de la rotation de la planète (sens de la flèche située en haut à droite de la figure de droite). La résolution en vitesse est de 300m.s^{-1} . Le cercle rouge représente le lieu où la norme du vecteur vitesse est égale à la vitesse d'échappement (équation 1.7). Les hyperboles délimitent les régions peuplées par les atomes ayant une trajectoire satellite dont le périapse est situé entre 560 et 890 km.

II.2b) Production d'ions O^+ et d'ENA

Les taux de production obtenus pour les deux périodes solaires par la photoionisation, l'ionisation par impact électronique et l'ionisation par échanges de charge entre ions H^+ et atomes d'oxygène neutres sont indiqués dans le tableau 2.4.

		Production totale d'ions O^+ (s^{-1})
Période de minimum d'activité solaire	Photoionisation	1.6×10^{23}
	Impact électronique	2.7×10^{22}
	Echange de charge	1.7×10^{24}
	Total	1.9×10^{24}
Période de maximum d'activité solaire	Photoionisation	6.7×10^{24}
	Impact électronique	1.7×10^{23}
	Echange de charge	2.5×10^{24}
	Total	9.4×10^{24}

TAB. 2.4 - production d'ions O^+ en période de minimum et de maximum d'activité solaire obtenu en couplant le modèle d'exosphère décrit dans le chapitre et le modèle hybride 3D développé par R. Modolo et G.M. Chanteur décrivant l'interaction entre le vent solaire et l'exosphère de Mars.

En minimum d'activité solaire, le processus d'ionisation dominant est le mécanisme d'échange de charge, tandis qu'en maximum d'activité solaire, le mécanisme dominant est la photoionisation. L'importance plus grande de l'échange de charge en minimum d'activité

Chapitre 2 : Modélisation de l'exosphère et son interaction avec le vent solaire en période de minimum et de maximum d'activité solaire

solaire qu'en maximum d'activité solaire s'explique simplement par la plus grande quantité d'hydrogène présent dans l'exosphère de Mars (Figure 2.2) . Les ions H^+ planétaires produits par ionisation des atomes d'hydrogène neutre peuvent, comme les protons du vent solaire, échanger leur charge avec les atomes d'oxygène neutre exosphérique. En minimum d'activité solaire par exemple, la production d'ions O^+ par échange de charge entre les protons du vent solaire et les atomes d'oxygène exosphériques représente 46% de la production d'ions O^+ par échange de charge tandis que la production d'ions O^+ par échange de charge entre les protons planétaires et les atomes d'oxygène exosphérique représente 54% de la production d'ions O^+ par échange de charge.

Les taux de production obtenus sont très différents de ceux obtenus par Zhang et al. (1993b) qui ont utilisé aussi un programme type particule test dans l'environnement électromagnétique déduit du modèle de dynamique des gaz de Spreiter et Stahara (1980).

Leurs taux de production dus à la photoionisation, l'impact électronique et l'échange de charge sont respectivement : 6×10^{23} , 4.5×10^{24} , 4×10^{23} ions O^+ /s. Dans leur simulation, c'est donc l'ionisation par impact électronique qui domine. Cet important taux de production d'ions par impact électronique a été débattu par Krymskii et Breus (1996) et Luhmann (1996). L'une des raisons possibles est qu'ils surestiment la densité électronique au-dessous de la barrière d'empilement magnétique. Dans notre simulation, la densité électronique décroît au-dessous de la MPB tandis que dans les simulations effectuées par Zhang et al. (1993a, 1993b), la densité électronique croît jusqu'à l'ionopause située à 300 km. Un deuxième argument permettant d'expliquer cette différence vient de la fréquence d'impact d'ionisation utilisée dans les deux modèles. Dans nos simulations la densité électronique atteint 10 cm^{-3} au voisinage de la MPB, comme le fluide électronique est supposé avoir un mouvement adiabatique avec un indice polytropique égal à 2. La température électronique au voisinage de la MPB est de l'ordre de $6 \times 10^5 \text{ K}$ (~ 4 fois la température du vent solaire non perturbé) ce qui correspond à une fréquence d'ionisation par impact électronique de $2.1 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ (équation 2.17) soit une valeur 4 fois plus faible que la valeur utilisée par Zhang et al. (1993b).

Une partie des ions O^+ créés va être neutralisée par échange de charge avec les constituants neutres de l'exosphère et former ainsi une population d'atomes d'oxygène neutre très énergétique (O ENA). Les taux de production d'ENA, au-dessus de 300 km, en période de minimum et de maximum d'activité solaire sont indiqués dans le tableau 2.5.

	Minimum d'activité solaire	Maximum d'activité solaire
Production de O ENA	1.7×10^{22}	7.1×10^{23}

TAB. 2.5 – Taux de production d'oxygène atomique neutre énergétique (O ENA) en s^{-1} en minimum et maximum d'activité solaire. Les O ENA sont produits par échange de charge entre les ions O^+ produits dans l'exosphère au-dessus de 300 km et les atomes neutres exosphériques (H et O).

Le rapport entre la production d'ENA et d'ions O^+ au-dessus de 300 km est faible pour les deux périodes ($\sim 1\%$ et $\sim 8\%$). Ce rapport est très différent de celui obtenu par Barabash et al. (2002) qui trouve un rapport d'environ 50%. Cependant comme le soulignent ces auteurs ce rapport est très sensible à la limite inférieure utilisée dans le modèle. En effet la densité d'oxygène augmente exponentiellement lorsqu'on descend dans l'atmosphère et la probabilité d'échange de charge va donc elle aussi fortement augmenter. La limite inférieure choisie par Barabash et al. (2002) est à 210 km d'altitude au-dessus de la surface soit 90 km au-dessous de la limite inférieure choisie dans cette étude. L'échelle de hauteur de l'oxygène, en période de faible activité solaire est d'environ 30 km. Sur 90 km, la densité d'oxygène variera donc d'un facteur 20. La différence dans le choix de la limite inférieure peut donc probablement expliquer les différences dans les rapports observés.

2.2 Résultats du modèle

La résolution spatiale du modèle hybride 3D étant de 300 km, la région située au-dessous de 300 km d'altitude est très mal décrite par le modèle hybride. C'est pourquoi, nous avons utilisé cette altitude comme limite inférieure.

II.2c) Pénétration du champ électrique et flux d'ions et d'ENA précipitant sur Mars

Comme nous l'avons vu le rôle du champ électrique convecté par le vent solaire (équation 1.11) est crucial dans l'interaction du vent solaire avec Mars. Les trajectoires et l'accélération des ions O^+ sont fortement influencées par ce champ électrique. La pénétration du champ électrique aux basses altitudes (là où la production ionique est la plus importante) va donc jouer un rôle primordial dans le criblage de l'atmosphère de Mars par les ions et ENA réimpactant l'exobase et dans l'échappement ionique. La figure 2.6 représente l'amplitude du champ électrique de convection dans le plan équatorial de Mars, obtenu en utilisant les couronnes d'oxygène et d'hydrogène présentées sur la figure 2.2 en période de minimum (2.6a) et de maximum d'activité solaire (2.6b). Un pixel représente 300 km. Nous constatons sur cette figure que le champ électrique pénètre moins profondément (d'environ 300 km) en maximum d'activité solaire qu'en minimum d'activité solaire. Cet effet peut s'expliquer par une plus grande production d'ions en maximum solaire (Tableau 2.5) et donc un effet de mass-loading (alourdissement) du vent solaire plus important. Le mass-loading entraîne par conservation de la quantité de mouvement un ralentissement plus important et donc une pénétration moins grande du vent solaire dans l'atmosphère de Mars. La conséquence de ce résultat est que les rayons de giration des ions O^+ , proportionnels à leur énergie et donc au champ électrique ressenti, seront plus faibles, au voisinage de la planète, en maximum d'activité solaire qu'en minimum d'activité solaire. C'est ce qu'illustrent les trajectoires d'ions O^+ représentées à la figure 2.6.

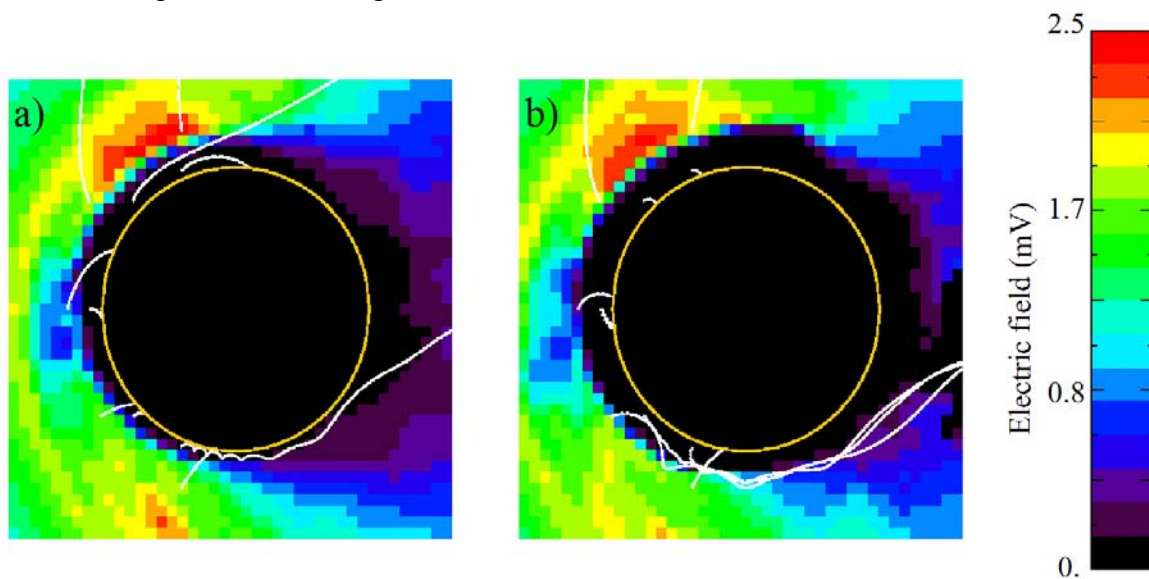


FIG. 2.6 – Amplitude du champ électrique de convection au voisinage de Mars, en minimum d'activité solaire (a) et en maximum d'activité solaire (b). Le cercle orange représente l'altitude 300 km au-dessus de Mars. En blanc sont représentés des exemples de trajectoire d'ions O^+ . On constate que la région de pénétration du champ électrique (coté jour à gauche) est repoussée de 300 km (1 pixel) en période de maximum d'activité solaire par rapport au minimum d'activité solaire. (Chaufray et al. 2007a)

Par conséquent, la proportion d'ions O^+ créés, impactant la planète sera plus faible en maximum d'activité solaire qu'en minimum d'activité solaire comme le montre le tableau 2.6

Chapitre 2 : Modélisation de l'exosphère et son interaction avec le vent solaire en période de minimum et de maximum d'activité solaire

dans laquelle est indiquée les flux d'ions O^+ et d'ENA réimpactant l'atmosphère à 300 km, ainsi que le rapport entre le flux précipitant et la production d'ions O^+ et d'ENA.

Ces résultats confirment l'hypothèse déjà suggérée par Johnson et Luhmann (1998) qu'une augmentation de la densité exosphérique va augmenter l'altitude minimale au-dessus de laquelle, les ions qui peuvent réimpacter l'atmosphère avec suffisamment d'énergie, sont produits. Pour résumer la densité d'oxygène a deux effets opposés sur les flux d'ions (et d'ENA) réimpactant l'atmosphère :

- Elle augmente la quantité d'ions O^+ exosphériques produits donc susceptibles de réimpacter la planète.
- Elle protège l'atmosphère en ralentissant le vent solaire à des altitudes plus hautes et donc réduira le flux de particules énergétiques réimpactant l'atmosphère.

	Minimum d'activité solaire	Maximum d'activité solaire
O^+	1.6×10^{24}	5.2×10^{24}
% de la production totale	84	57
ENA	1.1×10^{22}	3.6×10^{23}
% de la production totale	64	60

TAB. 2.6 – Flux d'ions O^+ et d'ENA impactant l'atmosphère de Mars à 300 km et rapport entre la quantité de particules (O^+ ou ENA) impactant et la production totale.

Cette étude est une première étape dans la compréhension de la dépendance des flux d'ions et d'ENA réimpactant l'atmosphère en fonction de l'activité solaire. Cependant plusieurs améliorations et études supplémentaires pourraient être réalisées pour approfondir ce résultat. Cette étude a été réalisée dans le cas d'un vent solaire « standard », un vent solaire plus rapide augmenterait la pression dynamique du vent solaire (ρV_{SW} où ρ est la densité de masse du vent solaire) et donc pénétrerait plus profondément dans l'atmosphère de Mars, comme cela a été observé par l'instrument ASPERA-3 sur Mars Express (Dubinin et al. 2006 ; Lundin et al. 2006). Ma et al. (2007) ont simulé l'effet d'un sursaut solaire et montré que l'échappement ionique était fortement influencé par la pression dynamique du vent solaire. D'autre part, comme je l'ai déjà écrit, la résolution spatiale du code hybride est de 300 km, ce qui correspond à la différence d'altitude observée de la région de pénétration du champ électrique entre la période de maximum d'activité solaire et la période de minimum d'activité solaire. Une résolution spatiale de 150 km envisageable avant la fin de l'année 2007 pourrait améliorer cette étude. L'utilisation d'une grille sphérique ou d'une grille cartésienne non uniforme dans le code hybride nécessite un travail lourd sur l'algorithme, en particulier dans le calcul du terme $\text{rot}(\mathbf{B})$, intervenant dans les équations de Maxwell, qui nécessite de modifier l'algorithme (en sphérique) et/ou les conditions aux interfaces (en sphérique et avec une grille cartésienne non uniforme). Une telle modification est actuellement non envisageable (R. Modolo, communication personnelle).

Les flux globaux (O ENA et ions O^+) réimpactant l'atmosphère sont donnés dans le tableau 2.7

2.2 Résultats du modèle

	Particules de basse énergie (< 500 eV)	Particules de hautes énergies (> 500 eV)
Minimum solaire	1.6×10^{24}	3.6×10^{22}
Maximum solaire	5.3×10^{24}	1.4×10^{23}

TAB. 2.7 – Flux d'oxygène réimpactant l'atmosphère de Mars en minimum et maximum solaire. Les flux sont donnés en s^{-1}

Dans la suite, je ne ferai plus la distinction entre ions O^+ et O ENA car notre modèle ne permet pas de décrire correctement la trajectoire des ions au-dessous de 300 km. Je fais donc l'hypothèse que tous les ions O^+ sont neutralisés à 300 km par échange de charge. Cette hypothèse ne devrait pas avoir une influence importante sur les résultats présentés ci-dessous car la densité en oxygène froid augmentant rapidement lorsqu'on descend dans l'atmosphère, on s'attend à ce que la forme neutre des particules précipitant domine effectivement vers 200 km (Barabash et al. 2002). Entre 300 et 200 km la trajectoire des ions peut alors être assimilée à une droite.

La distribution spatiale des flux impactant n'est pas uniforme. On s'attend à une forte asymétrie à cause du champ électrique convectif comme le montre l'allure des trajectoires représentées sur la figure 2.6. La figure 2.7 représente la distribution spatiale du flux précipitant en fonction de la latitude et du temps local. Dans cette étude, nous avons négligé l'obliquité du champ magnétique, la seule asymétrie induite par le champ électrique est donc celle dirigée selon l'axe matin/soir c'est pourquoi, pour chaque latitude, le flux moyen entre l'hémisphère nord et l'hémisphère sud a été utilisé, ce qui explique la symétrie parfaite par rapport au plan équatorial. J'ai distingué deux groupes de particules, les particules de faible énergie (< 500 eV) (Figure 2.7a, 2.7b) et les particules de haute énergie (> 500 eV). (Figure 2.7c, 2.7d).

Chapitre 2 : Modélisation de l'exosphère et son interaction avec le vent solaire en période de minimum et de maximum d'activité solaire

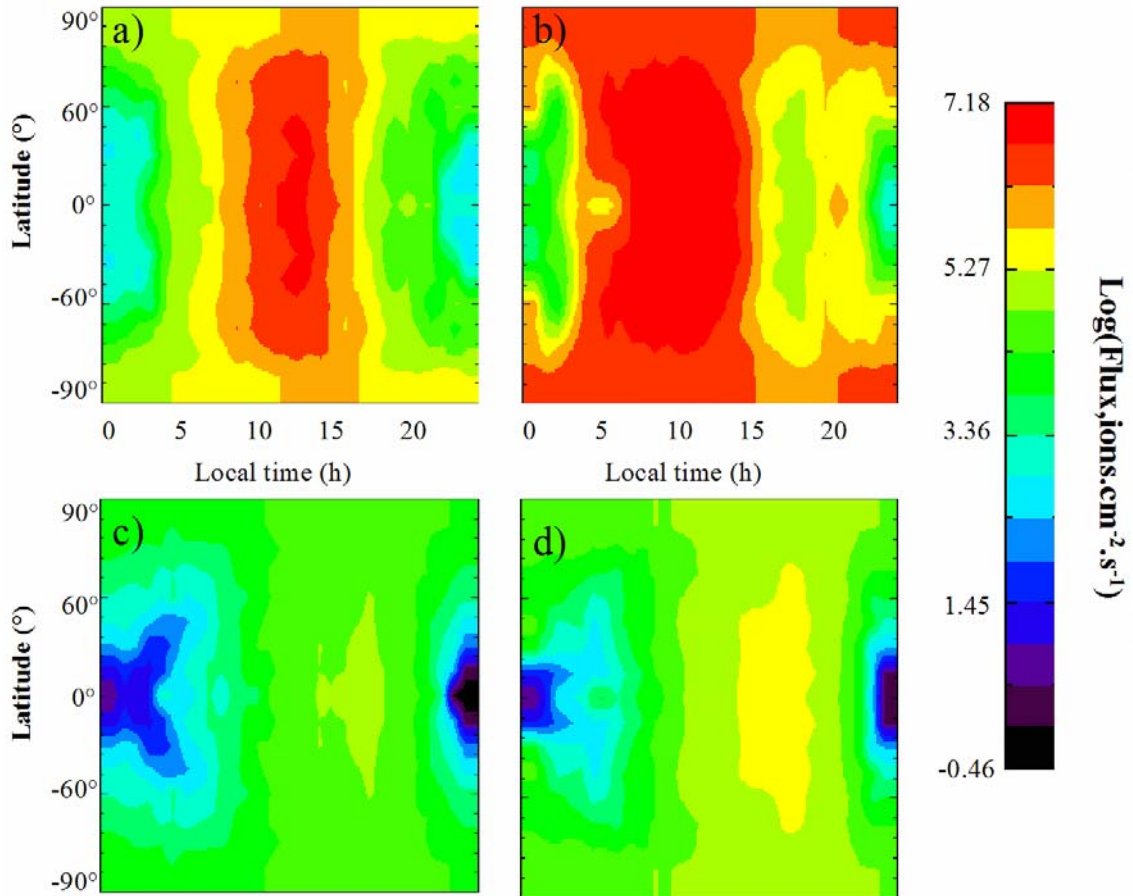


FIG. 2.7 – Distribution spatiale des flux de particules (O^+ et O) précipitant à 300 km d'énergie comprise entre 0 et 500 eV (a, b) et entre 500 et 20 keV (c, d), en minimum d'activité solaire (a, c) et en maximum d'activité solaire (b, d). Le point subsolaire se trouve au centre de la figure. (Chaufray et al. 2007a). La distribution du flux des particules de faible énergie est peu influencée par le champ électrique convectif, tandis que la forte asymétrie matin/soir observée dans la distribution du flux des particules énergétiques résulte de la direction du champ électrique convectif. (Voir aussi les trajectoires des particules représentées sur la figure 2.6)

On constate que la position du pic diffère selon le groupe considéré. Pour les particules de basse énergie, le pic du flux de particules précipitant se trouve au voisinage du point subsolaire. Il est dominé par les particules d'énergie comprise entre 0 et 30 eV, comme le montre la distribution en énergie représentée sur la figure 2.8. Les pics de production d'ions O^+ par photoionisation et par échange de charge avec les protons planétaires se trouvent à basse altitude. Les ions produits au voisinage du point subsolaire, à basse altitude n'ont pas le temps d'acquérir suffisamment d'énergie pour éviter l'obstacle martien ce qui explique ce pic au point subsolaire. Pour les particules de haute énergie (Figure 2.7c et 2.7d), le pic du flux précipitant se trouve du côté après midi vers 18 h. Ce pic est dû à l'asymétrie du champ électrique, qui, du côté matin a tendance à entraîner l'échappement des particules, tandis que du côté soir, il entraîne les particules vers l'atmosphère (Figure 2.6a).

Les distributions en énergie des flux réimpactant l'atmosphère, pour les particules de faible énergie et les particules de hautes énergies, représentées sur la figure 2.8, montrent que la forme des distributions est similaire en minimum et en maximum d'activité solaire. Pour les particules de haute énergie, j'ai aussi représenté la distribution obtenue par Luhmann et al. (1992) à partir des résultats de Zhang et al. (1993a) déjà évoqué en minimum d'activité solaire. La forme est identique, par contre l'amplitude du flux incident est plus faible dans notre modèle quelle que soit l'activité solaire (facteur 3 en maximum solaire) que celui de Luhmann et al., mais s'étend plus loin en énergie. Pour les particules à haute énergie, on a

2.2 Résultats du modèle

environ un facteur 4 en amplitude entre la période de minimum d'activité solaire et la période de maximum d'activité solaire.

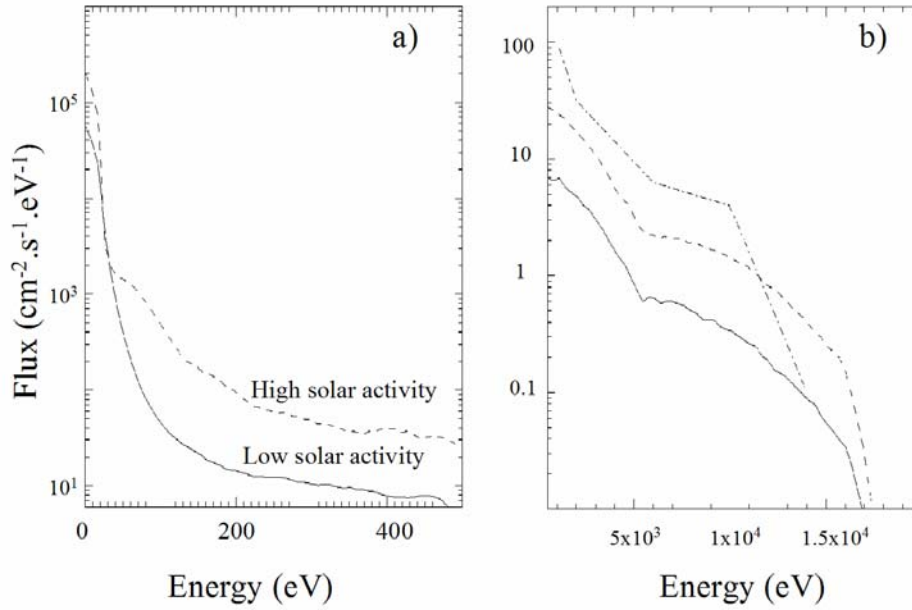


FIG. 2.8 – Distribution en énergie des flux de particules (O^+ et O) précipitant à 300 km d'énergie comprise entre 0 et 500 eV (à gauche) et entre 500 et 20 keV (à droite). Les courbes en traits continus représentent les flux en minimum d'activité solaire et les courbes en traits discontinus. A droite, la courbe supérieure représente le profil en énergie obtenu par Luhmann et al. (1992) en période de faible activité solaire. (Chaufray et al. 2007a)

II.2d) Couronne d'oxygène chaud produite par le criblage

La figure 2.9 représente la contribution du criblage en période de minimum et de maximum d'activité solaire à la formation de la couronne d'oxygène chaud (les contributions des particules basse et haute énergie ont été sommées). On constate que la densité est maximale là où le criblage est maximal vers 18 h, (la région où pointe le champ électrique). Si par ailleurs on compare avec la même figure réalisée pour l'étude de la recombinaison dissociative (Figure 2.4), on constate que la contribution du criblage à la formation de la couronne d'oxygène de Mars est négligeable aussi bien en minimum qu'en maximum d'activité solaire ce qui justifie à posteriori la couronne utilisée en entrée du modèle hybride 3D.

Chapitre 2 : Modélisation de l'exosphère et son interaction avec le vent solaire en période de minimum et de maximum d'activité solaire

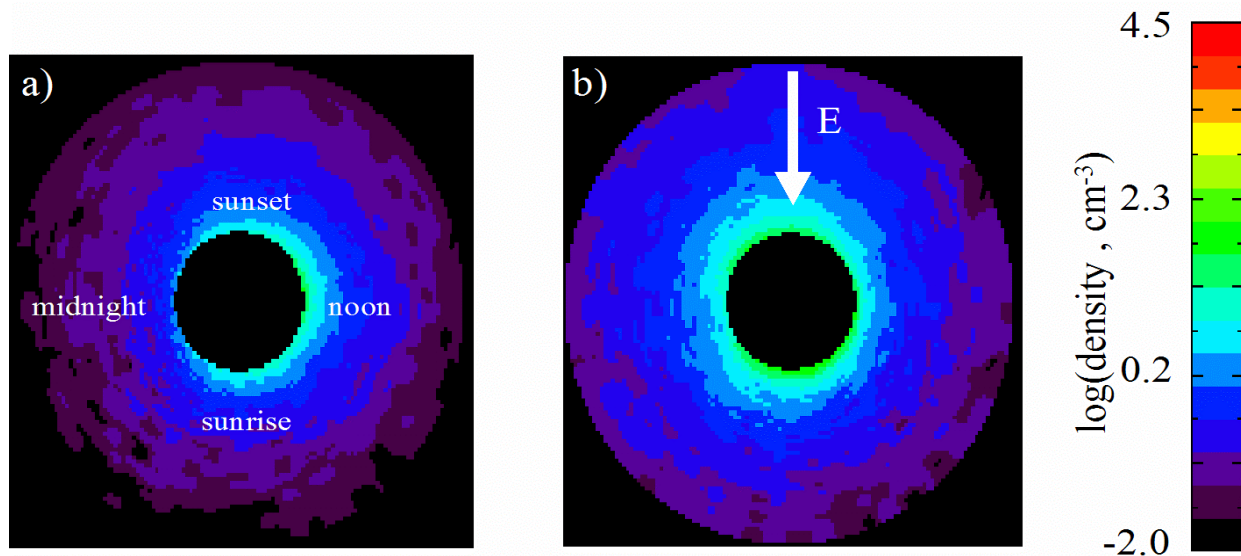


FIG 2.9 - carte équatoriale de densité en oxygène chaud produit par le criblage de l'atmosphère de Mars par des atomes d'oxygènes énergétiques en période de minimum et de maximum d'activité solaire (Chaufray et al. 2007a)

II.3) Taux d'érosion et échappement de l'eau

Comme je l'ai dit dans l'introduction, l'échappement atmosphérique est peut être un élément important permettant d'expliquer la disparition de l'atmosphère primitive de Mars et de la présence d'eau liquide stable à la surface de Mars. Le modèle décrit ci dessus m'a permis d'estimer les taux d'échappement actuels de l'oxygène atomique des principaux mécanismes non-thermiques.

II.3a) Taux d'érosion estimé en minimum et en maximum d'activité solaire

Les seules observations réalisées in-situ de l'échappement correspondent à l'échappement des espèces ioniques (O^+ , O_2^+ , CO_2^+) par les instruments ASPERA (spectromètre de masse ionique) (Lundin et al. 1989), TAUS (analyseur d'énergie) (Vérigin et al. 1991) lors du survol de Mars par la sonde Phobos 2 en 1988 en période de forte activité solaire et l'instrument ASPERA-3 (spectromètre de masse ionique) (Lundin et al. 2006 ; Carlsson et al. 2006 ; Barabash et al. 2007) à bord de l'orbiteur Mars Express en période de faible activité solaire.

Les mesures obtenues par les instrument ASPERA et TAUS donne respectivement des taux d'échappement de 5×10^{24} et $2 \times 10^{25} \text{ s}^{-1}$.

L'échappement des ions O^+ , O_2^+ et CO_2^+ mesurés par l'instrument ASPERA-3 à bord de Mars Express indique un échappement faible de $1.6 \times 10^{23} \text{ s}^{-1}$ pour l'ion O^+ . Seuls les ions d'énergie supérieure à 30 eV sont mesurés par cet instrument, le flux mesuré doit donc être considéré comme une limite inférieure de l'échappement réel d'ions O^+ . L'échappement de la composante neutre n'a jamais été mesuré in-situ.

Les flux d'échappement obtenus, en période de minimum d'activité et de maximum d'activité solaire par différents modèles sont donnés dans le tableau 2.7. Ceux obtenus dans cette étude sont indiqués dans le tableau 2.8.

2.3 Taux d'érosion et échappement de l'eau

- L' échappement photochimique (recombinaison dissociative)

Les résultats obtenus pour la recombinaison dissociative de l'ion O_2^+ à l'aide de notre modèle sont donnés dans le tableau 2.8. Ces résultats sont en très bon accord avec les estimations des modèles précédents. L'échappement en période de forte activité solaire obtenu est 4 fois supérieur à celui en faible activité solaire. Cette différence s'explique principalement par une densité ionique plus importante en forte activité solaire et surtout par une décroissance plus lente du profil d'ions O_2^+ en fonction de l'altitude ce qui augmente le nombre de recombinaison au voisinage de l'exobase. Les différences obtenues avec le modèle de Krestyanykova et Shematovich (2005) sont probablement dues à la simplification que nous avons utilisée pour décrire les collisions. Dans notre modèle, la thermosphère est supposée être entièrement dissociée et composée uniquement d'oxygène atomique, ce qui justifie l'utilisation d'un potentiel universel pour décrire toutes les collisions. Cipriani et al. (2007) ont montré que l'utilisation du potentiel universel dans les collisions O-O et dans la gamme d'énergie des produits de la recombinaison dissociative conduit à une surestimation des taux de thermalisation et par conséquent à une sous estimation du flux d'échappement comparé à l'utilisation de sections efficaces plus précises (Kharchenko 2000).

Notons que selon Luhmann et al. (1992) l'échappement d'oxygène par recombinaison dissociative a peu varié au cours de l'histoire de Mars (Luhmann et al. 1992). Leurs estimations il y a 2.5 et 3.5 milliards d'années sont données dans le tableau 2.10 en italique. Les estimations extrapolées à l'aide d'une loi de puissance, pour les flux EUV passés (3EUV il y a 2.5 milliards d'années et 6EUV il y a 3.5 milliards d'années) sont aussi indiquées au la tableau 2.10.

- L'échappement ionosphérique

Il y a deux types d'ions susceptibles d'être arrachés de l'atmosphère de la planète et accélérés par le vent solaire, les ions produits par l'ionisation de la couronne et accélérés par le champ électrique de convection du vent solaire (échappement ionique) et les ions ionosphériques en particulier l'échappement des ions O_2^+ et CO_2^+ observés dans la magnétogaine par l'instrument ASPERA sur la mission Phobos (Lundin et al. 1989) en période de forte activité solaire et par l'instrument ASPERA-3 sur la mission Mars Express en période de faible activité solaire (Carlsson et al. 2006 ; Lundin et al. 2006). Cet échappement résulte de l'interaction du vent solaire avec l'ionosphère (Kar et al. 1996 ; Fox 1997) et pourrait expliquer l'écart au-dessus de 200 km entre les modèles photochimiques et les profils mesurés par les sondes Viking 1 et 2.

Ces observations sont bien reproduites par le modèle MHD de Ma et al. (2004) décrivant l'interaction du vent solaire avec l'ionosphère de Mars avec une très bonne résolution dans la région ionosphérique. Les flux d'échappement estimés varient entre 2.9×10^{23} et $1.4 \times 10^{24} \text{ s}^{-1}$ pour l'ion O_2^+ , 2.5×10^{23} et 8.4×10^{23} pour l'ion O^+ et 1.5×10^{22} et $3.1 \times 10^{22} \text{ s}^{-1}$ pour l'ion CO_2^+ en minimum d'activité solaire et en tenant compte du champ magnétique crustal (les variations correspondent à deux positions du point subsolaire différente). D'après leur modèle, pour une géométrie d'interaction identique,

le flux d'échappement des ions CO_2^+ et O_2^+ varie peu avec l'activité solaire, tandis que le flux d'échappement des ions O^+ varie d'un facteur 6. Notre modèle actuel ne nous permet pas de décrire cet échappement.

L'échappement de l'oxygène sous forme ionisée est le seul mécanisme dont le taux d'échappement a été mesuré actuellement. Pour les ions O^+ , ces mesures ne permettent évidemment pas de distinguer l'échappement ionosphérique et l'échappement ionique exosphérique. Les valeurs indiquées au-dessus montre que l'activité solaire pourrait jouer un

Chapitre 2 : Modélisation de l'exosphère et son interaction avec le vent solaire en période de minimum et de maximum d'activité solaire

rôle important dans ce processus d'échappement bien que les différences obtenues par les instruments TAUS et ASPERA à bord de la même sonde, rendent la mesure en maximum d'activité solaire incertaine.

- L'échappement ionique et d'ENA

Les processus d'ionisation de la composante neutre de l'exosphère de Mars, l'accélération de ces ions créés et leur neutralisation conduisant à la formation d'atomes neutres énergétiques ont été décrits en détail dans les paragraphes précédents. Une partie des ions et ENA formés s'échappent directement dans le milieu interplanétaire. Notre modèle donne un flux d'échappement d'ions O^+ en très bon accord avec l'observation récente faite par la mission Mars Express (Barabash et al. 2007) en période de faible activité solaire. Mais le flux mesuré correspond comme je l'ai dit au-dessus à la fois du flux ionosphérique et du flux ionique exosphérique et seuls les ions dont l'énergie est supérieure à 30 eV sont détectés. En période de forte activité solaire, le flux estimé est supérieur d'un ordre de grandeur à celui obtenu en faible activité solaire mais est inférieur d'un ordre de grandeur par rapport à celui mesuré lors de la mission Phobos 2. Cette différence par rapport aux mesures faites durant la mission Phobos 2 est aussi obtenue par la plupart des modèles décrivant l'interaction entre le vent solaire et l'atmosphère de Mars (Liu et al. 2001 ; Kallio et Janhunen 2002 ; Ma et al. 2004 ; Harnett et Winglee 2005). L'effet de mass-loading protégeant l'atmosphère de Mars, observé dans le chapitre 2 favorise cet échappement en réduisant la partie réimpactant l'atmosphère. L'échappement ionique il y a 2.5 et 3.5 milliards d'années a été estimé par Lammer et al. (2003) en utilisant un modèle test particule et en utilisant l'environnement électromagnétique provenant du modèle de Spreiter et Stahara (1980). Les valeurs obtenues sont indiquées dans le tableau 2.10 en italique.

- Le criblage (« sputtering »)

Le dernier processus important qui aurait pu conduire à un échappement significatif de l'atmosphère de Mars au cours de son histoire est le criblage par les ions O^+ qui impactent l'atmosphère de Mars (Luhmann et Kozyra 1991). Ce mécanisme que nous avons déjà décrit auparavant peut éjecter les particules présentes à l'exobase de Mars (principalement C, O, CO, N, N_2 et CO_2) (Johnson 1994 ; Kass et Yung 1995, 1996)

Les taux d'échappement obtenus avec notre modèle (Tableau 2.9) indiquent que ce processus est négligeable actuellement pour un vent solaire « standard ». Ce résultat est en accord avec les estimations effectuées en période de faible activité solaire (Luhmann et al. 1992 après la correction indiquée par Luhmann 1997 ; Leblanc et Johnson 2001 ; Cipriani et al. 2007). Ce mécanisme est aussi négligeable en période de maximum d'activité solaire bien que l'exosphère soit plus étendue et donc la quantité de pick-up ions plus importante. Ce résultat diffère des estimations faites par des études précédentes (Leblanc et Johnson 2002) parce que nous avons utilisé une approche consistante pour déterminer les flux impactant pour les deux périodes extrêmes de l'activité solaire actuelle. Le flux d'échappement dû au criblage est proportionnel au flux impactant, comme le flux impactant augmente avec l'activité solaire, l'échappement lié au criblage augmente avec l'activité solaire. Cependant, comme on l'a vu au chapitre précédent, la proportion de pick-up ions impactant l'atmosphère est moins grande en période de maximum d'activité solaire (55%) qu'en période de minimum d'activité solaire (84%) à cause de l'éloignement de la région d'accélération des pick-up ions. C'est pourquoi l'augmentation de l'échappement dû au criblage en fonction de l'activité solaire est moins grand que celui obtenu dans les études précédentes. Cependant ce mécanisme a pu être beaucoup plus important dans le passé, peu de temps après la disparition de la dynamo

2.3 Taux d'érosion et échappement de l'eau

martienne (Luhmann et al. 1992 : Leblanc et Johnson 2002), lorsque le vent solaire était plus dense et plus rapide (Newkirk 1981).

Processus	Taux d'échappement (s ⁻¹)	Référence	Année
$O_2^+ \rightarrow O^*$	6×10^{24} (min)	Luhmann	1997
$O_2^+ \rightarrow O^*$	3.4×10^{25} (min)	Kim et al. [*]	1998
$O_2^+ \rightarrow O^*$	4.4×10^{25} (min)	Hodges	2002
$O_2^+ \rightarrow O^*$	6.5×10^{24} (min)	Krestyanikova et Shematovitch	2005
$O_2^+ \rightarrow O^*$	5.5×10^{24} (min)	Cipriani et al.	2007
$O_2^+ \rightarrow O^*$	8.5×10^{25} (max)	Kim et al. [*]	1998
$O_2^+ \rightarrow O^*$	1.8×10^{26} (max)	Hodges ⁽¹⁾	2002
$O_2^+ \rightarrow O^*$	1.1×10^{26} (max)	Krestyanikova et Shematovitch	2005
$O_2^+ \rightarrow O^*$	2.6×10^{25} (max)	Cipriani et al.	2007
Criblage O	3×10^{23} (min)	Luhmann et al.	1992
Criblage O	8×10^{24} (min)	Kass et Yung	1995
Criblage O	6.5×10^{23} (min)	Leblanc et Johnson	2001
Criblage O	3.5×10^{23} (min)	Leblanc et Johnson	2002
Criblage O	4.9×10^{23} (min)	Cipriani et al.	2007
Criblage CO ₂	3×10^{23} (min)	Luhmann et al.	1992
Criblage CO ₂	2.4×10^{24} (min)	Kass et Yung	1995
Criblage CO ₂	4.8×10^{22} (min)	Leblanc et Johnson	2002
Criblage CO ₂	2.3×10^{22} (min)	Cipriani et al.	2007
Criblage CO	3.6×10^{22} (min)	Leblanc et Johnson	2002
Criblage CO	3.5×10^{22} (min)	Cipriani et al.	2007
Pick-up O ⁺	6×10^{24} (min)	Luhmann et al.	1992
Pick-up O ⁺	8.5×10^{24} (min)	Lichtenegger et Dubinin	1998
Pick-up O ⁺	3.2×10^{24} (max)	Lammer et al.	2003
Pick-up O ⁺	5.2×10^{23} (min)	Modolo et al.	2005
Pick-up O ⁺	2.4×10^{24} (max)	Modolo et al.	2005
Perte ionique	4.4×10^{25} (min)	Fox	1997
Perte ionique	1.4×10^{26} (max)	Fox	1997
Perte ionique	4.5×10^{24} (max)	Liu et al.	2001
Perte ionique	7.7×10^{24} (max)	Kallio et Janhunen ²	2002
Perte ionique	2.5×10^{23} (min)	Ma et al. ³	2004
Perte ionique	1.5×10^{24} (max)	Ma et al. ³	2004

TAB. 2.8 - Principaux résultats concernant l'échappement durant des périodes d'activité solaire minimale et maximale obtenus par différents auteurs depuis 1992 (mise à jour du tableau 3 de Lammer et al. 2003).

¹ Les valeurs données correspondent au modèle L (sans ionosphère du côté nuit).

² Les valeurs données correspondent à la simulation standard avec source exosphérique et ionosphérique (run 1)

³ Les valeurs données correspondent au cas 1 (en minimum d'activité solaire) et 3 (en maximum d'activité solaire) pour lesquels le point subsolaire se trouve à l'équateur à une longitude de 180° W, le champ magnétique interplanétaire suit la spirale de Parker et le modèle de champ crustal utilisé est celui de Arkani-Hamed (2001)

Chapitre 2 : Modélisation de l'exosphère et son interaction avec le vent solaire en période de minimum et de maximum d'activité solaire

La vitesse du vent solaire a deux effets permettant d'augmenter l'échappement dû au criblage. D'une part la vitesse augmente la pression dynamique du vent solaire et donc favorise une pénétration du vent solaire à plus basse altitude, d'autre part, elle augmente le flux énergétique précipitant (l'énergie maximale des pick-up ions est proportionnelle à la vitesse du vent solaire). Une plus forte densité du vent solaire augmente aussi la pression dynamique mais aussi les taux d'ionisation par échange de charge. Les estimations des flux d'échappement d'oxygène il y a 2.5 et 3.5 milliards d'années obtenus par Leblanc et Johnson (2002) sont indiqués au tableau 2.10 en italique. Pour ces deux modèles, les flux de particules précipitant ont été obtenus à partir d'un modèle test-particule (Zhang et al. 1993a), en utilisant l'environnement électromagnétique du modèle de dynamique des gaz de Spreiter et Stahara (1980).

	Flux d'échappement (s^{-1}) Minimum d'activité solaire	Flux d'échappement (s^{-1}) Maximum d'activité solaire
Recombinaison Dissociative	1×10^{25}	4×10^{25}
Echappement ionique	2×10^{23}	3×10^{24}
Echappement d'ENA	4×10^{22}	4×10^{23}
Criblage	2×10^{23}	7×10^{23}

TAB. 2.9 - Flux d'échappement d'oxygène dus aux différents processus photochimiques ou liés à l'interaction du vent solaire en périodes de minimum et de maximum d'activité solaire (Chaufray et al. 2007a).

Pour les mécanismes de recombinaison dissociative et de criblage, le modèle décrit dans les paragraphes précédents permet de déterminer la distribution en altitudes des atomes chauds s'échappant produits au-dessous de l'exobase. La Figure 2.10 représente ces distributions pour les deux périodes d'activité solaire étudiée. On constate que la production d'atomes chauds s'échappant se produit essentiellement au-dessous de l'exobase (indiqué par les traits verticaux à 200 et 250 km). Le pic de production en minimum d'activité solaire se trouve vers 170-180 km, tandis que le pic de production en maximum d'activité solaire se situe vers 200-230 km (la décroissance plus faible en maximum d'activité solaire au-delà du pic est due à l'échelle de hauteur de l'atmosphère plus grande).

On constate aussi que la production d'atomes chauds par le criblage s'étend à plus basse altitude que la production d'atomes chauds par recombinaison dissociative. (Le pic est même légèrement décalé vers les basses altitudes). Cela est dû au fait que les énergies mises en jeu par le criblage sont plus importantes et la thermalisation des atomes chauds produits par le criblage nécessite plus de collisions que celle des atomes chauds créés par recombinaison dissociative. L'atmosphère neutre joue un double rôle dans le criblage, c'est à la fois une source de production d'atomes chauds (du fait des énergies mises en jeu) mais aussi une source de thermalisation des atomes chauds produits. Pour la recombinaison dissociative, on constate qu'au niveau du pic ionosphérique (entre 120 et 130 km) la production de particules s'échappant est négligeable.

2.3 Taux d'érosion et échappement de l'eau

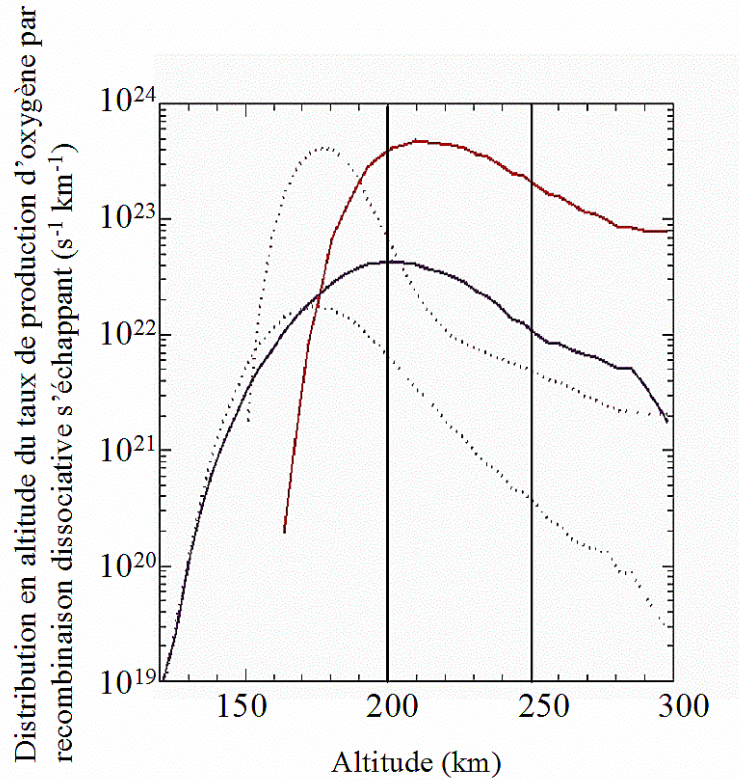


FIG 2.10 - Distribution du taux de production d'atomes chauds s'échappant en fonction de l'altitude pour la recombinaison dissociative (courbes en rouge) et le criblage (courbe en violet). Les courbes en pointillées représentent les distributions en période de minimum d'activité solaire et les courbes en trait plein, les distributions en période de maximum d'activité solaire. La position de l'exobase, en période de faible activité solaire et en période de forte activité solaire, respectivement à 200 et 250 km, est indiquée par les traits noirs verticaux.

II.3b) Estimation de la perte d'eau par les mécanismes non-thermiques

Le tableau 2.10 donne le flux d'échappement actuel que l'on suppose bien représenté par le taux d'échappement en minimum d'activité solaire ainsi que les flux d'échappements à 3 EUV (-2.5 milliards d'années) et 6 EUV (-3.5 milliards d'années) obtenus par extrapolation des valeurs à 1 EUV (P_{min}) et 2 EUV (P_{max}) à l'aide d'une loi de puissance de la forme $P(EUV) = P_{min} \times EUV^a$ (Chassefière et al. 2007) où l'exposant a est donné par :

$$a = \frac{1}{\ln(2)} \ln\left(\frac{P_{max}}{P_{min}}\right) \quad (2.18)$$

L'extrapolation est évidemment à considérer avec beaucoup de précaution, d'une part car le choix d'une loi de puissance est assez arbitraire et d'autre part, seule l'influence du flux EUV est considérée ici. L'influence d'un vent solaire plus dense et plus rapide, en particulier, pourrait modifier fortement les résultats. L'effet d'un vent solaire plus rapide et plus dense est tout à fait envisageable dans la suite de ce travail.

Dans ce tableau, sont aussi données les estimations obtenues par Luhmann et al. (1992) pour la recombinaison dissociative, Leblanc et Johnson (2002) pour le criblage, Lammer et al. (2003) pour les ions O^+ (valeurs en italiques) au cours de l'histoire de Mars. A partir de ces

Chapitre 2 : Modélisation de l'exosphère et son interaction avec le vent solaire en période de minimum et de maximum d'activité solaire

valeurs, il est possible d'estimer la perte totale d'eau de l'atmosphère de Mars depuis 4 milliards d'années (Leblanc et Johnson 2002 ; Chassefière et al. 2007).

Mécanisme	Période actuelle	-2.5 milliards d'années	-3.5 milliards d'années
Recombinaison Dissociative O	$1 \times 10^{25} \text{ s}^{-1}$	$9 \times 10^{25} \text{ s}^{-1}$ $4 \times 10^{25} \text{ s}^{-1 (1)}$	$3.6 \times 10^{26} \text{ s}^{-1}$ $8 \times 10^{25} \text{ s}^{-1 (1)}$
Echappement Ionique O ⁺	$2 \times 10^{23} \text{ s}^{-1}$	$1.5 \times 10^{25} \text{ s}^{-1}$ $4 \times 10^{25} \text{ s}^{-1 (2)}$	$2.2 \times 10^{26} \text{ s}^{-1}$ $8.3 \times 10^{26} \text{ s}^{-1 (2)}$
Echappement ENA	$4 \times 10^{22} \text{ s}^{-1}$	$1.5 \times 10^{24} \text{ s}^{-1}$	$1.5 \times 10^{25} \text{ s}^{-1}$
Criblage O	$2 \times 10^{23} \text{ s}^{-1}$	$1.5 \times 10^{24} \text{ s}^{-1}$ $2.2 \times 10^{26} \text{ s}^{-1 (3)}$	$5.1 \times 10^{24} \text{ s}^{-1}$ $3.4 \times 10^{27} \text{ s}^{-1 (3)}$
TOTAL	$P_0 = 2.7 \times 10^{25} \text{ s}^{-1}$	$P_1 = 1.1 \times 10^{26} \text{ s}^{-1}$ $P_I = 3 \times 10^{26} \text{ s}^{-1}$	$P_2 = 6.1 \times 10^{26} \text{ s}^{-1}$ $P_2 = 4.3 \times 10^{27} \text{ s}^{-1}$

TAB 2.10 - Flux d'échappement actuel et passé estimé à partir des modèles actuels dus à trois mécanismes différents. L'échappement ionosphérique n'a jamais été modélisé pour des conditions passées.

¹ Luhmann et al. 1992

² Lammer et al. 2003

³ Leblanc et Johnson 2002 (obtenu en multipliant les flux incidents par le yield de l'atmosphère d'oxygène équivalente).

Si l'on suppose que chaque taux d'érosion varie avec le temps suivant une loi exponentielle (Chassefière et al. 2007) :

$$P(t) = P_0 \times \left(\frac{P_1}{P_0} \right)^{t/T_1} \quad \mathbf{t} < \mathbf{T}_1$$

$$P(t) = P_1 \times \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{(t-T_1)/(T_2-T_1)} \quad \mathbf{T}_1 < \mathbf{t} < \mathbf{T}_3$$
(2.19)

où P_0 représente le taux de perte actuel, P_1 le taux de perte il y a 2.5 milliards d'années et P_2 , le taux de perte il y a 3.5 milliards d'années, t est le temps compté positivement depuis aujourd'hui, $T_1 = 2.5$ milliards d'années et $T_2 = 3.5$ milliards d'années et $T_3 = 4$ milliards d'années.

La perte d'oxygène induite par chaque processus s'obtient en intégrant le taux de perte entre 0 et T_2 , ce qui donne :

$$L = T_1 \frac{P_1 - P_0}{\ln(P_1) - \ln(P_0)} + (T_2 - T_1) P_1 \frac{\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{(T_3-T_1)/(T_2-T_1)} - 1}{\ln(P_2) - \ln(P_1)}$$
(2.20)

Soit avec les valeurs estimées une perte totale de 1.7×10^{43} (5.0×10^{42}) ; 1.0×10^{43} (3.9×10^{43}) ; 6.6×10^{41} ; 2.5×10^{41} (1.5×10^{44}) atomes pour la recombinaison dissociative, l'échappement ionique, l'échappement d'ENA et le criblage.

2.3 Taux d'érosion et échappement de l'eau

En supposant que un atome d'oxygène perdu correspond à une molécule d'eau perdue (Lammer et al. 2003), on en déduit une quantité d'eau perdue de 5.1×10^{17} (1.5×10^{17}); 3.0×10^{17} (1.2×10^{18}); 2.0×10^{16} ; 7.6×10^{15} (4.6×10^{18}) kg pour la recombinaison dissociative, l'échappement ionique et le criblage.

L'épaisseur globale équivalente (GEL) d'un océan réparti uniformément à la surface de Mars correspondante est donnée par :

$$d = \frac{\Delta M}{4\pi R^2 \rho_{H_2O}} \quad (2.21)$$

où ρ_{H_2O} est la masse volumique de l'eau (1000 kg/m^3) et R le rayon de Mars ($\sim 3390 \text{ km}$)

Avec les valeurs estimées précédemment, on trouve $d \approx 3.6$ (1.0) m ; 2.1 (8.2) m ; 0.1 m ; 0.05 (32) m pour la recombinaison dissociative, l'échappement ionique, l'échappement d'ENA et le criblage.

Ces valeurs sont évidemment extrêmement spéculatives, les lois de variations des taux d'échappement avec le temps ou avec le flux EUV sont très mal connues et dans la formule (2.20), le choix de variations exponentielles des taux de perte avec le temps fait que c'est le deuxième terme, indépendant du taux de perte actuel, qui domine dans l'échappement d'eau cumulé. On constate qu'avec les valeurs obtenues dans cette étude, l'effet du criblage est considérablement réduit et devient négligeable dans la perte d'eau. L'échappement dû à la recombinaison dissociative est, au contraire, augmenté d'un facteur ~ 4 et fait de la recombinaison dissociative le processus majeur de perte d'eau. L'échappement d'ions reste un processus important, même si son effet est réduit d'un facteur 4 par rapport aux taux obtenus auparavant. Enfin l'échappement sous forme d'ENA est négligeable.

L'épaisseur totale perdue est de $\sim 6 \text{ m}$ (41 m). Cette valeur est assez proche de celle estimée par Lammer et al. (2003) (12 m) (mais ces auteurs n'ont intégré les pertes que sur 3.5 milliards d'années) et inférieure d'un facteur 5 à celle estimée par Krasnopolsky et al. (1998) à partir du rapport isotopique D/H. Mais dans cette simple étude, les variations possibles de la pression dynamique du vent solaire dans le temps n'ont pas été prise en compte. Le pouvoir érosif du vent solaire aurait pu avoir été beaucoup plus important dans le passé (Luhmann et al. 1992). Ce résultat montre l'importance de la compréhension et de la modélisation des processus d'échappement actuels pour comprendre et estimer la quantité d'eau qui a pu s'évaporer depuis la fin de la dynamo martienne.

Le modèle présenté m'a donc permis de déterminer les taux d'échappement actuels des principaux mécanismes d'échappement non-thermiques de l'oxygène et d'extrapoler ces taux pour en déduire la quantité d'eau qui a pu s'évaporer. Plusieurs points de cette étude peuvent être amélioré :

- La description plus précise des collisions entre atomes d'oxygène et de dioxyde de carbone en utilisant les potentiels d'interaction donnés par Johnson et Liu (1996)
- Utiliser, en entrée du modèle d'exosphère un modèle de thermosphère neutre et d'ionosphère plus réaliste (3D), par exemple, on pourrait envisager d'utiliser un profil de Chapman pour décrire de façon plus réaliste le profil ionosphérique au-dessous de 160 km , et à plus long terme un couplage plus complet entre un modèle de thermosphère neutre 3D comme celui développé par Angelats et al. (2004)
- La prise en compte de l'échappement ionosphérique. Cet échappement reste difficile à prendre en compte à l'aide du modèle hybride dont la résolution spatiale est de 300 km (bientôt de 150 km) ce qui est très supérieur à la hauteur d'échelle de l'ionosphère.

Chapitre 2 : Modélisation de l'exosphère et son interaction avec le vent solaire en période de minimum et de maximum d'activité solaire

- Enfin ce modèle peut être utilisé pour étudier l'échappement des processus non-thermiques passés, lorsque le vent solaire était plus dense et plus rapide et le flux EUV solaire plus intense pour avoir une meilleure estimation de la quantité d'eau perdue.
- L'échappement d'autres espèces, en particulier le carbone qui est un traceur du dioxyde de carbone est aussi intéressant pour savoir si les mécanismes d'échappement non-thermiques peuvent expliquer la disparition d'une grande partie du dioxyde de carbone de l'atmosphère de Mars qui pourrait avoir été beaucoup plus dense dans le passé.
- On peut aussi envisager d'étudier le fractionnement isotopique de l'oxygène et de voir s'il est possible de distinguer les différents processus non-thermiques à l'aide de ce fractionnement (Chassefière et Leblanc 2004).

Enfin l'observation de la couronne martienne par les missions actuelles et les missions futures peut aussi fournir des renseignements permettant de mieux contraindre les modèles. L'instrument SPICAM à bord de la sonde Mars Express, par exemple, permet d'étudier les couronnes d'hydrogène et d'oxygène à travers les raies d'émission dans l'UV. L'étude de ces émissions fait l'objet des quatre chapitres suivants.

Chapitre 3 L'instrument SPICAM et l'airglow martien

III.1) Définition et nomenclature spectroscopique

On appelle « airglow » (luminescence atmosphérique en français) les rayonnements non-thermiques émis par les atmosphères planétaires. Ils résultent soit de l'excitation et la dissociation des constituants atmosphériques atomiques et moléculaires par absorption des photons EUV solaires soit de l'impact des électrons du vent solaire et des photoélectrons (électrons créés par ionisation des constituants atmosphériques) soit encore par réactions chimiques.

L'observation de ce rayonnement à l'aide d'un spectromètre UV dans une gamme de longueurs d'onde données fournit un spectre, c'est à dire une courbe représentant les variations d'intensité en fonction de la longueur d'onde, (Figure 3.1) composé de l'ensemble des raies et des bandes d'émission dans cette gamme de longueurs d'onde. La spectroscopie est l'ensemble des méthodes permettant la détermination des ces spectres et leur analyse.

○ Spectroscopie atomique

On appelle **table de transitions** (transition array) l'ensemble des transitions entre deux **configurations** (état électronique) ex : $3s - 4p$

On appelle **multiplet** toutes les transitions entre deux **termes** (term) ex : $3s^2P - 4p^2S^0$

On appelle **raie** (line) une transition entre deux **niveaux** (levels) ex : $3s^2P_{3/2} - 4p^2S^0_{1/2}$

Les niveaux sont divisés en $2J+1$ **états** (state) Zeeman ou composante Zeeman. Cependant, dans les spectres atmosphériques, le plus souvent, la division induite par un champ magnétique peut être négligée et les niveaux peuvent être considérés comme dégénérés, sauf lorsque l'on considère un rayonnement polarisé ou une raie interdite.

○ Spectroscopie moléculaire

Dans les spectres moléculaires, on appelle **système de bandes** toutes les transitions entre deux **états** du cortège électronique de la molécule ex : $B^3\Pi \rightarrow A^3\Sigma$.

Une **bande** contient toutes les transitions entre deux **états vibrationnels** donnés ex : $B^3\Pi(v'=4) \rightarrow A^3\Sigma(v''=2)$.

Une **progression** contient toutes les bandes provenant d'un niveau vibrationnel donné (progression v') ou amenant à un état vibrationnel donné (progression v'')

$B^3\Pi(v'=4) \rightarrow A^3\Sigma$.

$B^3\Pi \rightarrow A^3\Sigma(v''=2)$

Une **séquence** correspond à l'ensemble des bandes pour lesquelles $\Delta v = v' - v'' = \text{Cste}$

Ex : séquence $\Delta v = 2$: $B^3\Pi(v') \rightarrow A^3\Sigma(v'' = v' - 2)$.

Les **raies rotationnelles** sont des transitions entre des niveaux rotationnels particuliers dans une bande vibrationnelle donnée : $B^3\Pi(v'=4, J'=3) \rightarrow A^3\Sigma(v''=2)$. La totalité des raies vérifiant $\Delta J = J' - J'' = \text{Cste}$ dans une bande donnée forme une **branche**.

Lorsque $\Delta J = +1$: on parle de branche R

Lorsque $\Delta J = -1$: on parle de branche P

Une branche R se développe toujours dans le sens des longueurs d'onde plus petites que la bande d'origine, une branche P se développe toujours dans le sens des longueurs d'onde plus grandes que la bande d'origine.

Lorsque les transitions $\Delta J = 0$ sont permises, on a une branche Q.

Une transition est dite interdite lorsque la probabilité de la transition par absorption d'un photon est nulle (ou proche de zéro). Cette probabilité proche de zéro de la transition provient de la non vérification des règles de sélection par les nombres quantiques des deux états considérés. Par exemple si la conservation du moment cinétique du système « atome + rayonnement » se traduit par la relation $\Delta J = 0, +1, -1$. Les transitions mettant en jeu des états tels que $\Delta J = 2$ ne sont pas permises.

Une transition radiative est caractérisée par la « force » de la transition qui mesure la plus ou moins grande probabilité que la transition est lieu. Cette force est définie par une constante f comprise entre 0 et 1. Les coefficients d'Einstein et la durée de vie de l'état excité dépendent de cette force de transition (Un état excité est d'autant plus stable que la force de transition est faible).

Une transition interdite est caractérisée par une force $f \ll 1$ et possède donc une durée de vie longue («niveau métastable»). Pour les excitations produites par impact électronique, le système considéré, dans ce cas est : « atome+ rayonnement+électron ». Dans ce cas, la présence de l'électron modifie la symétrie du système et donc les règles de sélections. Les transitions interdites deviennent possibles.

L'intensité monochromatique mesurée par un instrument représente le nombre de photons reçus par le détecteur par unité de surface, par unité d'angle solide, par seconde : $\text{photons.m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$. L'intensité totale d'une raie est l'intensité mesurée intégrée sur le domaine spectral de la raie et se mesure en $\text{photons.m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{str}^{-1}$. Nous reviendrons sur ces définitions dans le prochain chapitre. Une autre unité couramment utilisée est le Rayleigh défini par la relation suivante :

$$I(\text{Rayleigh/nm}) = \frac{4\pi}{10^{-6}} I(\text{photons/cm}^2/\text{s/str/nm}) \quad (3.1)$$

Dans ce chapitre, toutes les émissions seront exprimées dans cette unité.

III.2) Les observations de l'airglow martien avant la mission Mars Express

III.2a) Les missions Mariner 6, 7 et 9

Les premières observations du rayonnement UV martien (« airglow ») ont été réalisées par les spectromètres UV à bord des missions Mariner 6 et 7, lors de leur survol de Mars en 1971 (Barth et al. 1971, voir aussi Barth et al. 1992). La mission Mariner 9 en orbite autour de Mars en 1971 a permis d'obtenir une quantité de données plus importantes principalement dans la thermosphère. La Figure (3.1) représente un exemple de spectre obtenu par Mariner 9 entre 200 et 400 nm (3.1a) et entre 110 et 200 nm (3.1b).

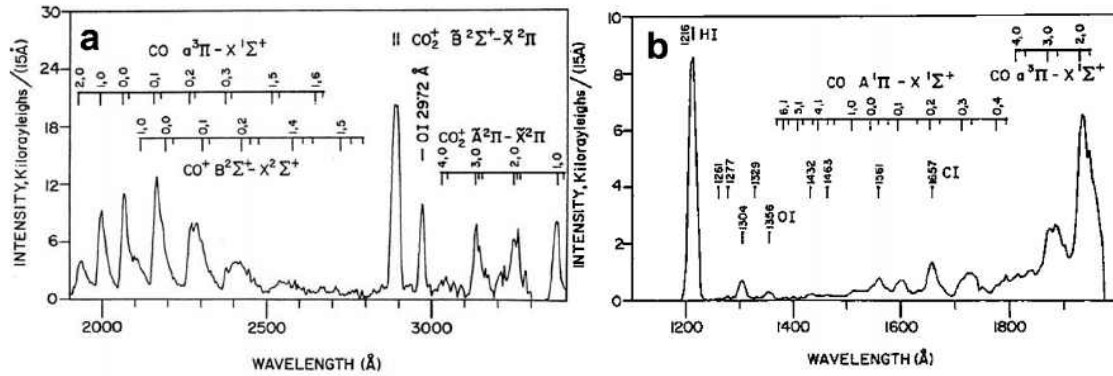


FIG. 3.1 - Moyenne de 120 spectres d'émission UV obtenus par la mission Mariner 9 avec une résolution de 1.5 nm entre 100 et 150 km d'altitude et pour un SZA entre 7 et 23° (Barth et al. 1972)

La principale émission correspond au système de bandes $a^3\Pi-X^1\Sigma$ de la molécule CO. Ce système de bandes (appelées bandes de Cameron) apparaît entre 190 et 270 nm. La variation de l'intensité des bandes de Cameron en fonction de l'altitude a permis de caractériser la structure de l'atmosphère neutre au dessus de 120 km. L'échelle de hauteur de cette émission a permis de déterminer la température de la thermosphère (Stewart 1972 ; Stewart et al. 1972). Deux systèmes de bandes de CO_2^+ apparaissent dans l'airglow martien, le système de bandes correspondant à ($B^2\Sigma_u^+ - X^2\Pi_g$) à 289 nm et le système de bandes ($A^2\Pi_u - X^2\Pi_g$) entre 300 et 400 nm. La mesure des variations en fonction de l'altitude (en particulier de la bande B-X) est une méthode pour déterminer le taux d'ionisation de l'ionosphère martienne en fonction de l'altitude. Au-dessus de 150 km, les mesures des bandes A-X ont permis de déterminer la densité en ion CO_2^+ (Fox et Dalgarno 1979).

Entre 140 et 180 nm, on trouve principalement le système de bandes de CO appelées bandes 4+ (fourth positive bands).

A 130.4 nm on observe le triplet de l'oxygène atomique qui a été étudié à l'aide d'un modèle de transfert radiatif pour déterminer la densité en oxygène dans la thermosphère (Strickland et al. 1972, 1973) et ré-analysé 20 ans plus tard par Stewart et al. (1992) avec un modèle de transfert radiatif plus complexe. Nous reviendrons plus en détail sur leurs résultats dans le chapitre 6.

La raie atomique la plus intense dans l'airglow UV martien correspond à la raie de résonance Lyman- α de l'hydrogène située à 121.6 nm. La variation de l'émission Lyman- α en fonction du flux solaire à 10.7 cm a été étudiée à partir des mesures de la mission Mariner 9 (Barth et al. 1972)

Ce rayonnement a aussi été étudié à l'aide d'un modèle de transfert de rayonnement pour déterminer la densité d'hydrogène dans la thermosphère (Anderson 1974) et dans l'exosphère (Anderson et Hord 1971, 1972). Nous reviendrons plus en détail sur les résultats obtenus dans le chapitre 5.

Plusieurs autres raies atomiques, moins intenses que les deux précédentes sont aussi observées : les raies de l'oxygène atomique à 135.6 nm (raie interdite) et 297.2 nm et les raies du carbone atomique à 156.1 et 165.7 nm.

III.2b) Les observations depuis la Terre

Aucune mesure *in situ* de l'airglow martien n'a été effectuée entre les missions Mariner durant les années 70 et la mission Mars Express, en orbite autour de Mars depuis 2003.

3.2 Les observations de l'airglow martien avant la mission Mars Express

Cependant, entre-temps, des observations ont été effectuées depuis la Terre. Une des difficultés des mesures faites à partir de satellites en orbite autour de la Terre est la correction des émissions exosphériques d'origine terrestre (en particulier pour l'émission Lyman- α). Pour réduire cette contribution, les mesures sont souvent effectuées du côté nuit de la Terre où les émissions exosphériques terrestres sont plus faibles.

Une première mesure de l'émission Lyman- α en période de minimum d'activité solaire a été effectuée à bord du satellite Copernicus Orbiting Astronomical Observatory (OAO-3) lancé en 1972 (Levine et al. 1978) et placé en orbite circulaire à 750 km autour de la Terre jusqu'en 1982. Le spectromètre du Princeton Experiment Package composé d'un télescope Cassegrain et d'un spectromètre Paschen-Runge, a observé le rayonnement Lyman- α martien en 1975 avec une résolution de 0.04 Å. Nous reviendrons sur les résultats obtenus dans le chapitre 5.

Le satellite EUVE (Extreme Ultraviolet Explorer), mis en orbite terrestre en 1992, a effectué des observations spectroscopiques de cibles individuelles entre 70 et 760 Å. La première cible choisie fut Mars le 22 Janvier 1993. La seule émission détectée dans cette gamme spectrale fut la raie de l'hélium à 584 Å (Krasnopolsky et al. 1994) avec une intensité moyennée sur le disque estimée à 43 ± 10 Rayleigh. L'étude de cette émission à l'aide d'un modèle photochimique et d'un modèle de transfert radiatif a permis de montrer que le rapport de mélange de l'hélium à 80 km était de 1ppm. Le flux d'échappement non-thermique de l'hélium, attribué à l'ionisation de l'hélium atmosphérique par impact électronique et l'accélération des ions He^+ par le vent solaire, (Krasnopolsky et al. 1993) a été estimé à $1.4 \times 10^5 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ (Krasnopolsky et al. 1994).

En mars 1995, le télescope ultraviolet Hopkins (HUT), un des 3 télescopes UV d'Astro2 (embarqué sur la navette Endeavour pour une mission de 16 jours du 2 mars au 18 mars 1995), a observé Mars à des longueurs d'onde comprises entre 82 et 184 nm et une résolution de 4 Å. Ces observations ont révélé de nombreuses raies dont la raie de l'azote à 120 nm et la raie de l'hydrogène Lyman- β à 102.6 nm (Feldman et al. 2000). Les raies sont représentées sur la figure 3.2 et leurs intensités moyennes sur le disque martien sont indiquées dans le Tableau 3.1

Species	Wavelength (Å)	Venus (R)	Mars (R)
O II	834	91 ± 41	7 ± 4
Ar I	867	$< 4.0^a$	$< 1.7^a$
H I Ly γ	973	25 ± 18	3.6 ± 2.0^b
O I	989	45 ± 33	9.4 ± 2.6
H I Ly β + O I	1026	115 ± 23	36 ± 5^b
O I	1040	21 ± 7	3.7 ± 1.1
Ar I	1048	$< 1.9^a$	2.4 ± 1.0
Ar I	1066	$< 2.4^a$	5 ± 2
N I	1134	35 ± 11	~ 1.4
N I	1200	77 ± 16	~ 12
O I	1304	2800 ± 110	280 ± 10
O I	1356	605 ± 28^c	50 ± 5^c
C I	1561	800 ± 27^c	57 ± 7^c
C I	1657	1500 ± 50^c	110 ± 30^c
CO C-X (0, 0)	1088	44 ± 6	3.4 ± 1.7
CO B-X (0, 0) + O I ...	1152	128 ± 10	6.3 ± 1.9
CO A-X (0, 1)	1597	754 ± 30	52 ± 8

^a 1 σ statistical limit.

^b Includes terrestrial nightglow contribution.

^c Includes blended CO A-X band.

TAB. 3.1 Intensités des raies UV observées par HUT sur Mars et Vénus. (Feldman et al. 2000)

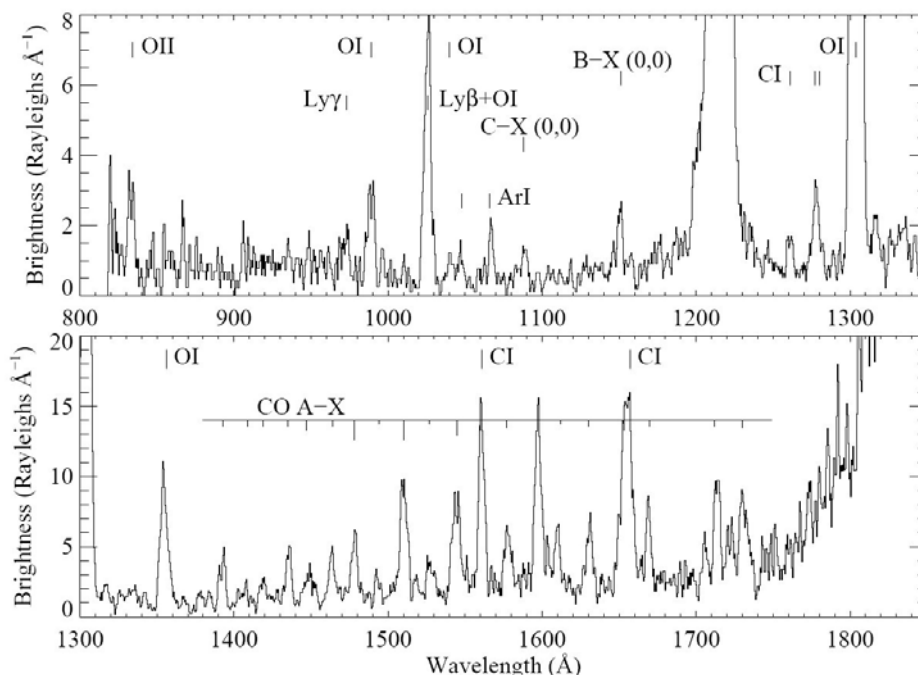


FIG. 3.2 – Spectre de Mars obtenu en 1995 par le télescope HUT (Hopkins Ultraviolet Telescope) à bord d'ASTRO 2, les données ont été lissées avec un filtre de largeur 0.51 Å. Ce spectre a été obtenu du côté nuit terrestre et ne contient donc pas les fortes émissions terrestres sauf pour la raie d'hydrogène Lyman- α (Feldman et al. 2000)

Des observations effectuées en Mai 1991 à l'aide du GHRs (Goddard High Resolution Spectrograph) avec une résolution de 0.1 Å, monté sur le télescope HST (Hubble Space Telescope) ont permis de distinguer clairement la composante martienne et la composante terrestre de l'émission Lyman- α . Une émission résiduelle, entre 121.2 et 121.8 nm, d'intensité 30 Rayleigh ($< 2 \sigma$) a été interprétée comme l'émission Lyman- α du deutérium de Mars (Bertaux et al. 1993). Ce résultat a été confirmé par d'autres observations effectuées en janvier 1997, à l'aide du Space Telescope Imaging Spectrograph (STIS, qui a remplacé GHRs en 1997 sur le télescope HST) avec une résolution de 0.003 Å. L'intensité moyenne de l'émission de la raie du deutérium a été estimée à 23 ± 6 Rayleigh (Krasnopolsky et al. 1998). Cette émission est importante car elle permet de déduire la densité de deutérium dans la thermosphère et par conséquent le rapport isotopique [D]/[H] qui permet d'estimer la quantité d'hydrogène et donc la quantité d'eau perdue par l'atmosphère de Mars (Bertaux et al. 1993). En Mai 2001, le satellite observatoire de la NASA FUSE (Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer), lancé en 1999, en orbite circulaire à 768 km d'altitude autour de la Terre dont la bande spectrale est comprise entre 90.4 et 118.6 nm et la résolution spectrale de ~ 0.005 nm, a détecté quatre raies de H₂. Ces raies comprises entre 107 et 116.8 nm proviennent de trois niveaux de l'état électronique moléculaire $B^1\Sigma_u^+$ du système de bandes H₂ Lyman. L'étude de ces raies, à l'aide d'un modèle photochimique, a permis de déterminer un rapport de mélange de H₂ à 80 km d'altitude de 15 ppm. (Krasnopolsky et Feldman 2001). Ces auteurs, comme je l'ai déjà dit, ont pu, à partir de cette mesure et de celle du deutérium, estimer à 30 m GEL la quantité d'eau perdue par l'atmosphère de Mars.

Par ailleurs ces observations ont permis d'obtenir un spectre complet entre 90.4 et 118.6 nm révélant de nombreuses autres raies d'émissions de l'oxygène, de l'azote, du carbone, de l'hydrogène, de l'argon, de l'hélium (voir Krasnopolsky et Feldman 2002 pour une étude de ces raies).

III.3) Les mécanismes d'émissions

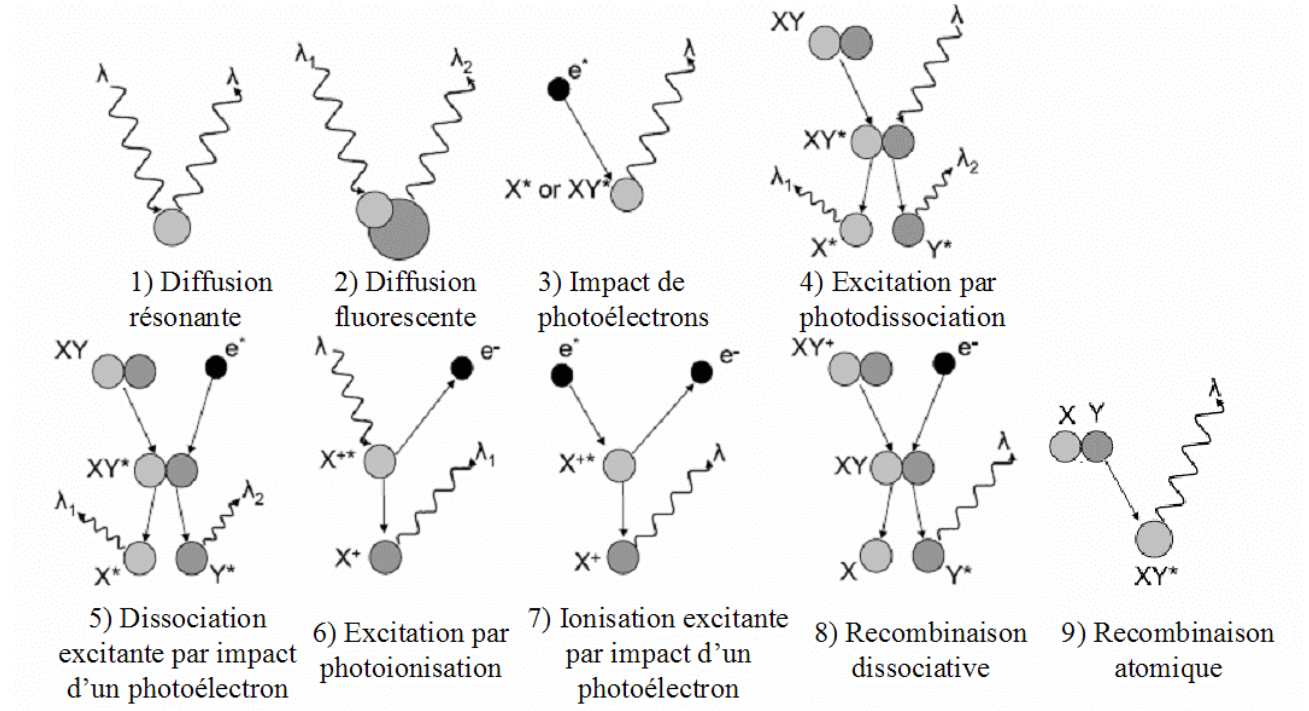


FIG. 3.3 - représentation schématique des différents mécanismes d'excitation (adapté de Leblanc et al. 2006b et Paxton et al. 1992).

L'étude des raies d'émission a montré que les mécanismes dominants étaient l'excitation des molécules de CO_2 par les photons solaires et les photoélectrons entre 100 et 200 km (Barth et al. 1971 ; Fox et Dalgarno 1979).

La figure 3.3 illustre les différents mécanismes d'excitation conduisant aux émissions observées sur Mars ; ces mécanismes à l'origine des principales émissions martiennes sont présentées dans la suite et résumée dans le tableau 3.2 (Leblanc et al. 2006b).

Les bandes de Cameron ($\text{CO} : a^3\Pi-X^1\Sigma$) sont produites par différentes sources :

- La dissociation de CO_2 par les photons solaires ($\lambda < 1805 \text{ \AA}$) (mécanisme 4)
- La dissociation de CO_2 par impact de photoélectrons ($E > 11.5 \text{ eV}$) (mécanisme 5)
- La recombinaison dissociative de CO_2^+ (mécanisme 8)
- La diffusion résonante de CO (au-dessus de 200 km) (mécanisme 1)
- Excitation par impact de photoélectrons sur CO (mécanisme 2)

Le système de bandes de CO_2^+ observées à 289 nm et entre 300 et 400 nm est produit par :

- La photoionisation de CO_2 ($\lambda < 720 \text{ \AA}$) (mécanisme 6)
- L'ionisation par impact de photoélectrons (mécanisme 7)
- La diffusion fluorescente (bande A-X) (mécanisme 2)

Les bandes 4^+ de CO sont produites principalement par :

- La photodissociation de CO_2 ($\lambda < 920 \text{ \AA}$) (mécanisme 4)
- La dissociation de CO_2 par impact de photoélectrons ($E > 13.5 \text{ eV}$) (mécanisme 5)
- La recombinaison dissociative de CO_2^+ (mécanisme 8)
- La diffusion résonante de CO (mécanisme 1)

Chapitre 3 : L'instrument SPICAM et l'airglow martien

Le triplet de l'oxygène atomique à 130.4 nm est produit essentiellement par :

- La diffusion résonante des photons solaires (mécanisme 1)
- L'excitation de O par impact électronique ($E < 9.5$ eV) (mécanisme 3)

La raie Lyman- α de l'hydrogène est produite essentiellement par :

- La diffusion résonante des photons solaires (mécanisme 1)

Les raies atomiques du carbone à 156.1 et 165.7 nm sont produites principalement par :

- photodissociation de CO_2 (mécanisme 4)
- dissociation par impact de photoélectrons de CO_2 (mécanisme 5)
- diffusion résonante (mécanisme 1)

La raie atomique de l'oxygène à 135.6 nm est produite essentiellement par :

- dissociation par impact de photoélectrons de CO_2 (mécanisme 5)
- excitation par impact de photoélectrons (mécanisme 3)

La raie de l'oxygène atomique à 297.2 nm est essentiellement produite par :

- photodissociation de CO_2 (mécanisme 4)
- dissociation par impact de photoélectrons de CO_2 (mécanisme 5)
- recombinaison dissociative de O_2^+ décrite au chapitre 1 (mécanisme 8)

La raie atomique de l'azote à 120 nm est essentiellement produite par :

- diffusion résonante (mécanisme 1)

Contrairement au triplet 130.4 nm, les transitions de l'oxygène à 135.6 nm et 297.2 nm sont des transitions interdites. La diffusion résonante des photons solaires a donc un rôle mineur dans la formation de ces émissions.

3.3 Les mécanismes d'émission

Line	λ , nm	Excitation Processes ^a	Intensity (Rayleigh) ^c	References
CO ₂ ⁺ B ² Σ^+ - X ² Π	288.3 289.6	PI (CO ₂), EI (CO ₂)	4 × 10 ⁴ at 150 km 2 × 10 ³ at 220 km	<i>Barth et al.</i> [1971, 1972] <i>Stewart et al.</i> [1972] <i>Fox and Dalgarno</i> [1979] <i>Witasse</i> [2000]
CO a ³ Π - X ¹ Σ^+ Cameron band	190– 270	RS (CO), EE (CO), ED (CO ₂), PD (CO ₂), DR (CO ₂ ⁺)	2 × 10 ⁴ at 200 km 5 × 10 ² at 110 km	<i>Barth et al.</i> [1971, 1972] <i>Stewart et al.</i> [1972] <i>Fox and Dalgarno</i> [1979] <i>Conway</i> [1981]
CO A ¹ Π - X ¹ Σ^+ 4P bands	128– 280	ED (CO ₂), PD (CO ₂), DR (CO ₂ ⁺), RS (CO)	3 × 10 ³ at 100 km, 9 × 10 ³ at 150 km 600 at 200 km	<i>Barth et al.</i> [1971] <i>Gutchev and Zipp</i> [1973] <i>Fox and Dalgarno</i> [1979, 1981] <i>Feldman et al.</i> [2000]
C	156.1	ED (CO ₂), PD (CO ₂), RS (C)	~50% of CI at 165.7 nm	<i>Barth et al.</i> [1971, 1972] <i>Fox and Dalgarno</i> [1979] <i>Feldman et al.</i> [2000]
C	165.7	ED (CO ₂), PD (CO ₂), RS (C)	800 at 100 1700 at 150 km 300 at 200 km	<i>Barth et al.</i> [1971, 1972] <i>Fox and Dalgarno</i> [1979] <i>Feldman et al.</i> [2000]
O	297.2	PD (CO ₂), ED (CO ₂), EE (O), DR (O ₂ ⁺)	2 × 10 ⁴ at 120 km 10 ³ at 190 km	<i>Barth et al.</i> [1971, 1972] <i>Fox and Dalgarno</i> [1979] <i>Witasse</i> [2000]
O	135.6	ED (CO ₂), EE (O)	300 at 100 km, 400 at 150 km 100 at 200 km	<i>Barth et al.</i> [1971] <i>Strickland et al.</i> [1972] <i>Fox and Dalgarno</i> [1979] <i>Feldman et al.</i> [2000] <i>Witasse</i> [2000]
O	130.2 130.5 130.6	EE (CO ₂), <200 km), RS (O)	600 at 110 km 500 at 200 km 10 at 700 km	<i>Barth et al.</i> [1971] <i>Strickland et al.</i> [1973] <i>Feldman et al.</i> [2000]
H	121.6	RS (H)	5000 at 200 km 200 at 24000 km	<i>Anderson and Hord</i> [1971] <i>Barth et al.</i> [1971, 1972]
N	120.0	RS (N)	~100 at 100 km	<i>Feldman et al.</i> [2000]
CO ⁺ B ² Σ^+ - X ² Σ^+	210–270	PI (CO ₂), EI (CO ₂)	Small fraction of CO Cameron band or not identified	<i>Stewart et al.</i> [1972] <i>Conway</i> [1981]

TAB. 3.2 - émissions côté jour entre 120 et 300 nm dans la thermosphère de Mars.

^a La thermosphère/ionosphère se situe entre 100 et 200 km d'altitude (voir chapitre 1)

^b L'espèce entre parenthèses, est l'espèce neutre conduisant à l'état excité produisant l'émission soit par photoionisation (PI), ionisation par impact électronique (EI), excitation par impact électronique (EE), excitation par photodissociation (PD), dissociation par impact électronique (ED), diffusion résonante (RS) ou recombinaison dissociative (DR) (Leblanc et al. 2006b) (voir les références dans cet article)

III.4) L'instrument SPICAM UV à bord de Mars Express

III.4a) La mission Mars Express

La mission Mars Express (Figure 3.4) a été proposée en 1997 par l'ESA suite à l'échec de la mission Mars 96. La charge utile de 105 kg de Mars 96 a été cependant fortement réduite pour Mars Express. La sonde est lancée en juin 2003 depuis le cosmodrome de Baïkonour au Kazakhstan par une fusée Soyouz-Fregat. Après une phase de croisière de seulement 6 mois, elle atteint la planète Mars et est mise en orbite le 25 décembre 2003 sur une orbite polaire très elliptique avec un péricentre à 259 km de la surface de Mars et un apocentre à 11 559 km. Mars Express tire son énergie de deux panneaux solaires de 11 m². Leur inclinaison est ajustée pour assurer un ensoleillement optimal. Les panneaux sont capables de délivrer une puissance électrique de 650 watts lorsque Mars est à l'aphélie, soit une puissance suffisante pour subvenir aux besoins énergétiques de la sonde (~500 watts).

Chapitre 3 : L'instrument SPICAM et l'airglow martien

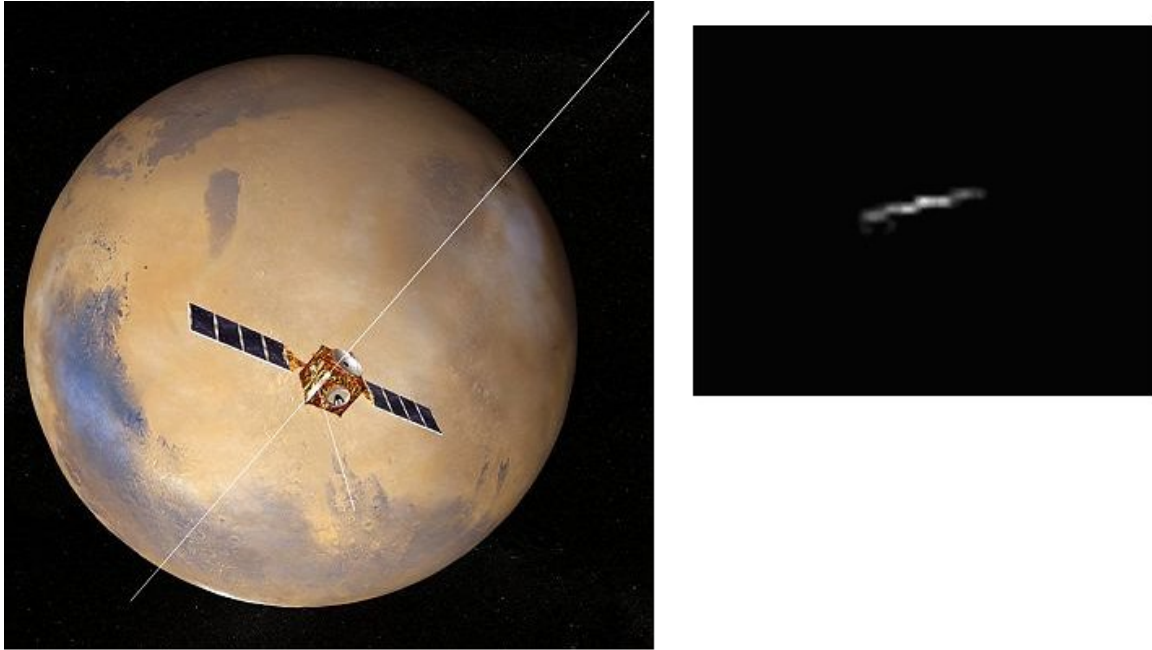


FIG. 3.4 – Mars Express. A gauche vue d'artiste de Mars Express, antennes déployées en orbite autour de Mars (Crédit photo ESA). A droite, Marx Express pris en photo par la caméra MOC à bord de Mars Global Surveyor (Crédit photo NASA/JPL/MSSS)

A bord de la sonde se trouvent sept instruments (l'atterrisseur Beagle 2 n'ayant pas répondu après son atterrissage) dont certains ont déjà été évoqués dans les chapitres précédents.

Trois instruments sont consacrés à l'étude de la surface de Mars :

- La caméra stéréoscopique haute résolution HRSC (High Resolution Stereoscopic Camera), qui fournit des images couleurs 3D du relief martien. (Neukum et HRSC team 2004).
- Le spectro-imageur OMEGA (Observatoire Martien pour l'étude de l'Eau, des Glaces et de l'Activité) qui fonctionne dans le visible et le proche infrarouge et qui a permis de caractériser l'évolution géochimique et géologique de Mars (Bibring et OMEGA team 2004).
- Le radar altimétrique multifréquence MARSIS (Mars Advanced Radar for Subsurface and Ionospheric Sounding), déployé le 17 juin 2005 après plusieurs étapes dont l'objectif principal est d'étudier la distribution de l'eau et de la glace sous la surface de Mars jusqu'à quelques kilomètres de profondeur ainsi que l'ionosphère de Mars (Picardi MARSIS team 2004).

Quatre instruments sont consacrés à l'étude de l'atmosphère de Mars :

- Le spectromètre PFS (Planetary Fourier Spectrometer), un spectromètre infrarouge (proche et lointain) qui a pour objectif principal l'étude à long terme de l'évolution climatique de la troposphère de Mars (Formisano et PFS team).
- Le spectromètre SPICAM (Spectroscopy for the Investigation and the Characterization of the Atmosphere of Mars) conçu au Service d'Aéronomie sous la direction de Jean-Loup Bertaux, composé d'un canal UV (décrit en détail au paragraphe suivant) et d'un canal infrarouge dont l'objectif principal est l'étude

3.4 L'instrument SPICAM-UV à bord de Mars Express

couplée de l'ozone et de la vapeur d'eau dans la basse atmosphère de Mars (Bertaux et SPICAM team 2004 ; 2006).

- L'analyseur de plasma ASPERA-3 (Energetic Neutral Atoms Analyzer), composé de deux analyseurs de particules neutres (NPD, NPI), d'un analyseur ionique (IMA) et d'un analyseur d'électrons (ELS) dont l'objectif principal est la mesure des composantes neutres et ioniques de la haute atmosphère de Mars (Barabash et ASPERA-3 team 2004 ; 2006).
- Le système radio de l'orbiteur : MaRS (Mars Radio Science experiment), n'est pas un instrument en soi. Il s'agit de l'utilisation de la liaison radio à des fins scientifiques notamment pour obtenir des profils verticaux de l'ionosphère et de l'atmosphère neutre (Pätzold et MaRS team 2004).

III.4b) L'instrument SPICAM-UV

L'étoile Spica, occultée par la lune au XVIII^e siècle, fut observée avec attention par les astronomes : son intensité chuta très rapidement lors de l'occultation de l'étoile par la Lune, ce qui amena les scientifiques à conclure que la Lune ne possédait pas d'atmosphère, autrement la réfraction de la lumière aurait entraîné une diminution progressive de l'intensité observée. L'acronyme SPICAM est un hommage à cet usage de l'occultation stellaire. L'instrument SPICAM, pesant seulement 4.7 kg (c'est une version simplifiée de la version initiale à bord de la mission Mars-96 qui pesait 46 kg) a été développé en coopération entre le Service d'Aéronomie (ayant la responsabilité globale), l'IASB à Bruxelles et l'IKI à Moscou. SPICAM (Figure 3.5) est composé de deux canaux UV/IR et un bloc DPU indépendant.

- Le capteur UV est un spectromètre ultraviolet (118-320 nm, résolution de 1.5 nm), consacré à l'observation au nadir, au limbe et aux occultations solaires et stellaires. Il permet d'étudier l'ozone et son couplage avec la vapeur d'eau mesurée grâce au canal IR, ainsi que les aérosols, les nuages, la structure verticale de la température par occultation solaire et stellaire et le rayonnement émis dans la haute atmosphère de Mars décrit au paragraphe précédent. SPICAM est le seul spectromètre en orbite autour de Mars à observer dans cette gamme spectrale depuis la mission Mariner 9 dans les années 70.
- Le capteur IR est un spectromètre proche infrarouge (1-1.7 μ m, résolution de 0.5-1.2 nm) qui effectue des occultations solaires pour obtenir des profils verticaux de densité de dioxyde de carbone et de vapeur d'eau. Il observe aussi au nadir pour mesurer la colonne intégrée de vapeur d'eau. Ce canal utilise un filtre acousto-optique accordable (AOTF) et a été fabriqué à l'IKI à Moscou.
- Le bloc DPU est un bloc indépendant contenant une interface électronique qui assure les communications entre les deux capteurs optiques et la sonde Mars Express.

Chapitre 3 : L'instrument SPICAM et l'airglow martien

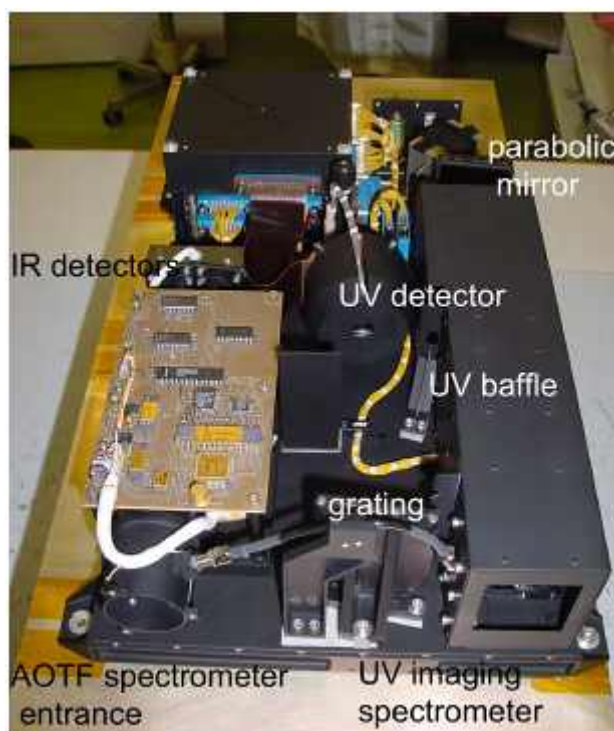


FIG. 3.5 – Photo de SPICAM, à gauche se trouve le canal IR et à droite le canal UV. L'entrée du canal UV fait 5 cm de côté (Bertaux et al. 2006).

Le schéma optique du canal UV est représenté sur la figure 3.6. Le spectromètre ne possède que deux surfaces réfléchissantes. Le flux de photons est collecté par un miroir parabolique off-axis qui collecte la lumière et la réfléchit vers l'entrée du spectromètre. Dans son plan focal, un système de fente mécanique est placé pour l'observation des sources étendues et retirée pour les occultations stellaires. Cette fente est divisée en deux parties de largeurs différentes, ce qui permet d'observer une source étendue avec deux résolutions spectrales différentes. La partie étroite de la fente, de largeur 50 μm , permet une bonne résolution spectrale (1.5 nm \sim 3 pixels), mais avec un flux faible, la partie large de la fente de largeur 500 μm , permet d'avoir une meilleure sensibilité (gain d'un facteur \sim 8) mais avec une résolution spectrale moindre (\sim 11 nm). Lorsque l'on retire complètement la fente, le champ de vue est de 2° par 3.16° , limité cependant par un diaphragme à $1^\circ \times 3.16^\circ$ placé un peu derrière la fente pour limiter la lumière parasite.

3.4 L'instrument SPICAM-UV à bord de Mars Express

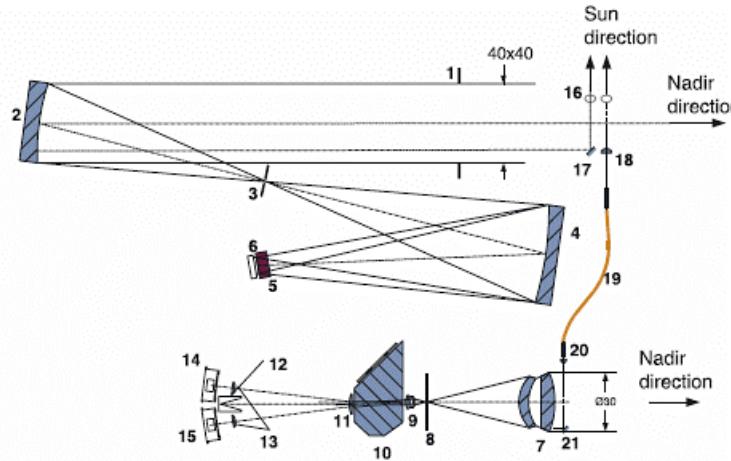


FIG. 3.6 – Schéma optique des canaux UV et IR du spectromètre SPICAM. 1.- Entrée du canal UV ; 2.- Miroir parabolique off-axis ; 3.- Fente escamotable ; 4.- réseau UV holographique concave ; 5.- Intensificateur ; 6.- CCD ; 7.- objectif du canal IR ; 8.- Diaphragme de champ ; 9.- Lentilles collimatrices ; 10.-Cristal AOTF ; 12. – Piège à lumière pour faisceau direct ; 13.- Lentilles des détecteurs ; 14.- Détecteur du faisceau « extraordinaire » ; 15.- Détecteur du faisceau « ordinaire » ; 16.-Entrée solaire ; 17., 21.- Miroirs plats ; 18.- Entrée solaire IR ; 19.- Fibre optique ; 20.- Micro-lentille collimatrice (Documents S.A.).

Le réseau utilisé est un réseau holographique toroïdal concave de Jobon-Yvon. La résolution spectrale d'un point source, en tenant compte des aberrations est d'environ 1 nm.

Le détecteur UV est un assemblage d'un intensificateur d'images et d'un CCD dont le montage a été effectué au Service d'Aéronomie. Le CCD est un détecteur Thomson TH7863 avec 288x384 pixels utiles et une zone masquée de taille équivalente. La taille d'un pixel est de 23 μm par 23 μm . Le détecteur peut être refroidi (par effet Peltier), et à 0° C, le courant d'obscurité (dark current) est égal à 800 électrons par pixel et par seconde. La fenêtre d'entrée de l'intensificateur est en MgF_2 afin de rendre possible l'observation de l'émission Lyman- α à 121.6 nm. Une lame de saphir est collée à la fenêtre précédente et la recouvre en partie pour éliminer les ordres supérieurs du réseau de diffraction et éviter ainsi le chevauchement de différentes longueurs d'ondes.

La longueur de la focale (120 mm) est choisie de telle façon qu'un pixel du CCD couvre un champ de vue de 0.01° par 0.01°. Bien qu'en principe, SPICAM puisse enregistrer 288 spectres le long de la fente, en pratique seuls 5 spectres sont transmis chaque seconde afin d'économiser le débit des données. Ces 5 spectres sont formés selon le mode de lecture choisi. Le mode le plus couramment utilisé est celui pour lequel chacun des cinq spectres est la somme de $N = 2, 4, 8, 16$ ou 32 spectres individuels. L'extension spatiale couverte par un spectre varie alors de 0.02° ($N=2$) à 0.64° ($N=32$).

Le gain de la galette à micro-canaux (MCP) de l'intensificateur d'images Hamamatsu (Figure 3.7) peut être ajusté à l'aide d'une télécommande, avec une tension de 500 à 900 volts, commandée par un niveau de HT digital (Haute Tension) allant de 0 à 255. Chaque photoélectron créé dans la photo-cathode (photo-événement), encore accéléré à 5kV, est converti en une gerbe de lumière verte générée par le phosphore qui est ensuite transportée par deux blocs de fibres optiques et distribuée sur quelques pixels du CCD. Le signal mesuré sur le CCD s'exprime en ADU (Analogue to Digital Unit, ou pas de l'intensificateur du convertisseur Analogue/Numérique). A HT = 20 (niveau de gain utilisé lors des observations nadir), il y a environ 1.5 ADU créés par photo-événement, tandis que pour HT = 200 (gain utilisé pour les observations limbes au-dessus de 80 km), il y a environ 40 ADU par photo-événement (Bertaux et al. 2006).

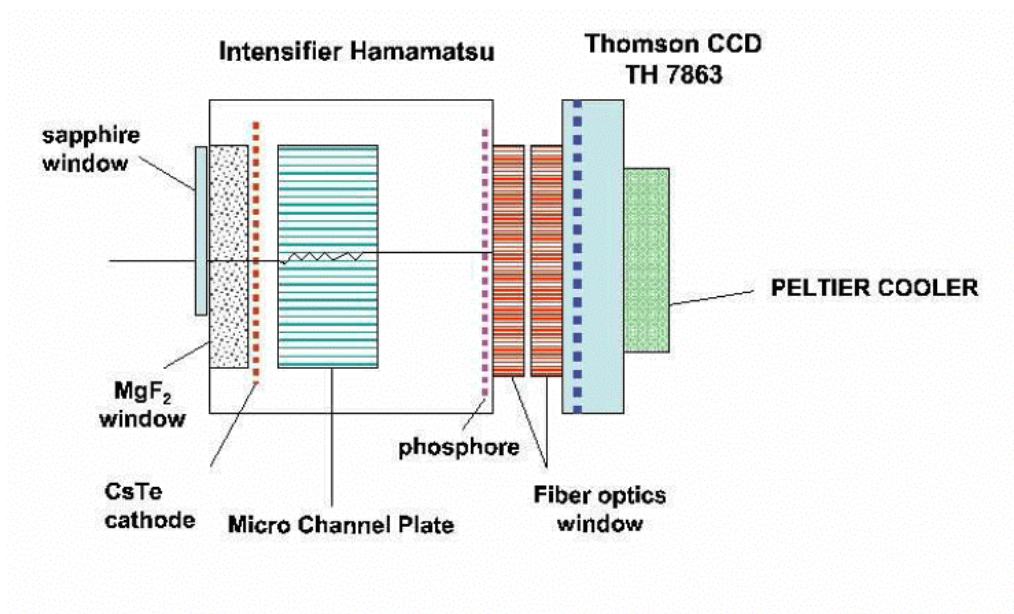


FIG. 3.7- Schéma du détecteur SPICAM-UV. Ce détecteur combine un intensificateur d'images Hamamatsu qui transforme chaque photon UV à l'entrée en une gerbe de lumière verte générée par le phosphore. Ensuite l'image est transportée à travers deux blocs de fibres optiques, l'un inclus dans le détecteur Hamamatsu et l'autre étant fixé au CCD Thomson. La fenêtre de saphir a pour rôle de bloquer l'ordre deux de la raie Lyman- α du réseau de diffraction (Bertaux et al. 2006)

La figure 3.8 représente les principaux modes d'observation utilisés par SPICAM. Le mode utilisé pour l'étude des émissions UV thermosphériques et exosphériques est le mode « grazing limb » dans lequel la ligne de visée est toujours en dehors du disque martien. Cela permet d'utiliser un gain important pour pouvoir détecter ces émissions beaucoup plus faibles que les émissions étudiées lors des autres modes d'observation.

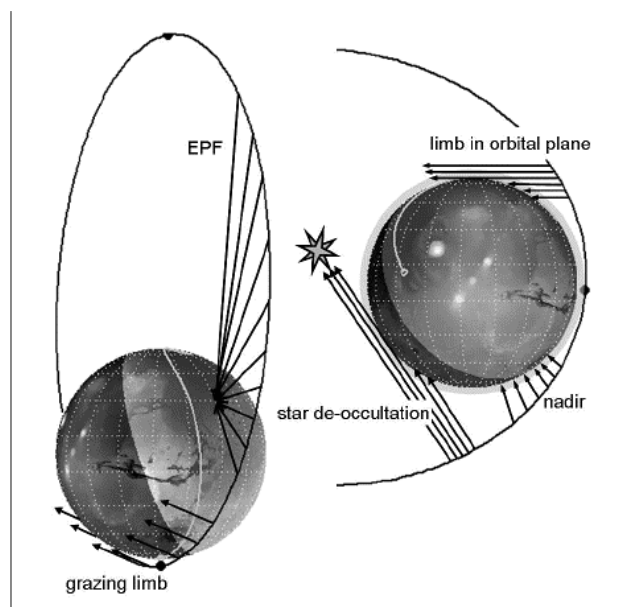


FIG. 3.8- Différents modes d'observation de SPICAM. La ligne noire représente la ligne de visée (Bertaux et al. 2006).

3.4 L'instrument SPICAM-UV à bord de Mars Express

La totalité de l'instrument a été testée sous vide et exposée au rayonnement synchrotron de la Station de calibration de l'IAS (Institut d'Astrophysique Spatiale) à Orsay. L'ajustement optique a pu être vérifié et le détecteur calibré (Guibert 2005).

III.4.c) Observations de la haute atmosphère de Mars par SPICAM-UV

La figure 3.9 représente des spectres obtenus par l'instrument SPICAM en moyennant plus de 1000 spectres individuels à différentes altitudes, on reconnaît la plupart des raies déjà observées lors des missions Mariner.

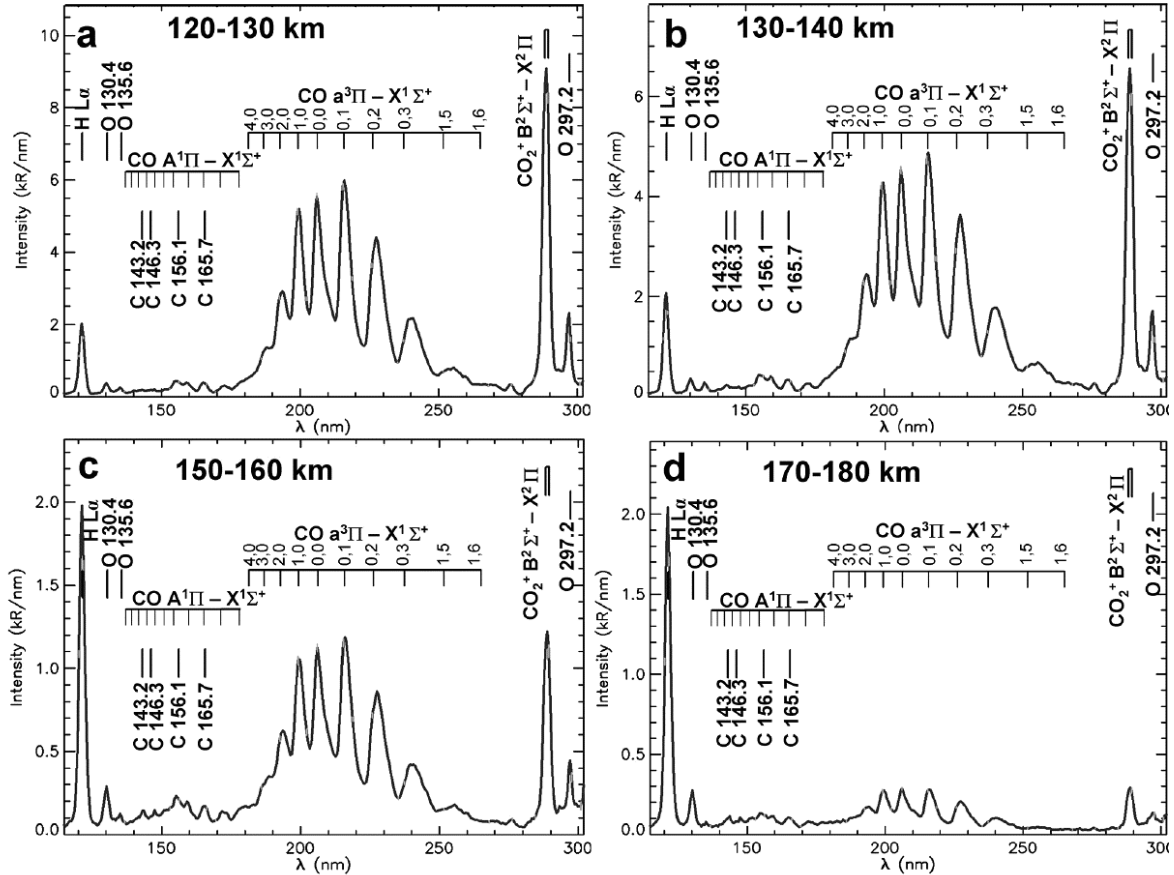


FIG. 3.9 – Spectres obtenus par SPICAM-UV à différentes altitudes entre $\text{SZA}=14^\circ$ et $\text{SZA}=37^\circ$ et $\text{Ls} = 135$ – 171° . Plus de 1000 spectres ont été moyennés pour chaque gamme d'altitudes. Les barres d'erreurs sont plus petites que l'épaisseur du trait (Leblanc et al. 2006b).

La détermination de l'échelle de hauteur entre 150 et 190 km de la bande de Cameron et de la bande B-X de l'ion CO_2^+ permet de remonter à la température de la haute atmosphère de Mars. La température estimée est de 252 ± 13 K à partir de la bande de Cameron et de 201 ± 10 K à partir de la bande B-X de CO_2^+ . La différence pourrait être due aux mécanismes de production de ces émissions. Leblanc et al. (2006b) estiment que $\sim 30\%$ de l'émission de la bande de Cameron provient de la recombinaison dissociative des ions CO_2^+ . La hauteur d'échelle de l'ionosphère étant plus grande que la hauteur d'échelle de l'atmosphère neutre, (23 km d'après les mesures Viking contre ~ 12 km), on s'attend donc à ce que la hauteur d'échelle de l'émission de la bande de Cameron soit plus élevée que la hauteur d'échelle de l'atmosphère neutre. Au contraire, la bande B-X de l'ion CO_2^+ pourrait être produite essentiellement par la photodissociation de CO_2 et par conséquent la température déduite de la mesure de l'émission de la bande B-X de CO_2^+ serait plus proche de la température

atmosphérique. (Leblanc et al. 2006b). L'étude de ces raies a aussi montré que l'altitude du pic d'intensité variait entre 120 et 132 km pour un SZA variant de 30 à 75°.

Plusieurs bandes associées au système de bandes de Vegard-Kaplan de N_2 ont été observées pour la première fois par SPICAM en particulier à 276 nm mais aussi (bandes moins intenses) à 260.4 et 293.6 nm. La température déduite de la variation en altitude de l'émission à 276 nm est en bon accord avec celle obtenue à l'aide de la bande B-X de CO_2^+ , ce qui indique que la séparation des espèces neutres par diffusion a lieu entre 150 et 190 km (Leblanc et al. 2007b), comme le prédit la plupart des modèles photochimiques (Krasnopolsky 2002 ; Fox 2003). L'étude de ces raies à l'aide du modèle ionosphérique TRANSCAR adapté à Mars (Witasse 2000) : un modèle 1D décrivant les différents processus d'ionisation et couplant le transport cinétique des électrons suprathermiques à un modèle magnétohydrodynamique décrivant les densités des ions, est en cours et va permettre de mieux comprendre les mécanismes à l'origine de ces émissions.

L'instrument SPICAM-UV a aussi observé pour la première fois des émissions de NO du côté nuit. Cette émission aussi observée sur Vénus est due à la recombinaison des atomes N et O, produits par photodissociation de CO_2 et N_2 du côté jour et transportés du côté nuit. (Bertaux et al. 2005a). Enfin l'instrument SPICAM a détecté pour la première fois une émission de type auroral produite par des flux d'électrons énergétiques précipitant du côté nuit, au voisinage de la zone de champ crustal la plus intense (Bertaux et al. 2005b, Leblanc et al. 2006a). Les bandes de NO et l'émission aurorale sont représentées sur la figure 3.10

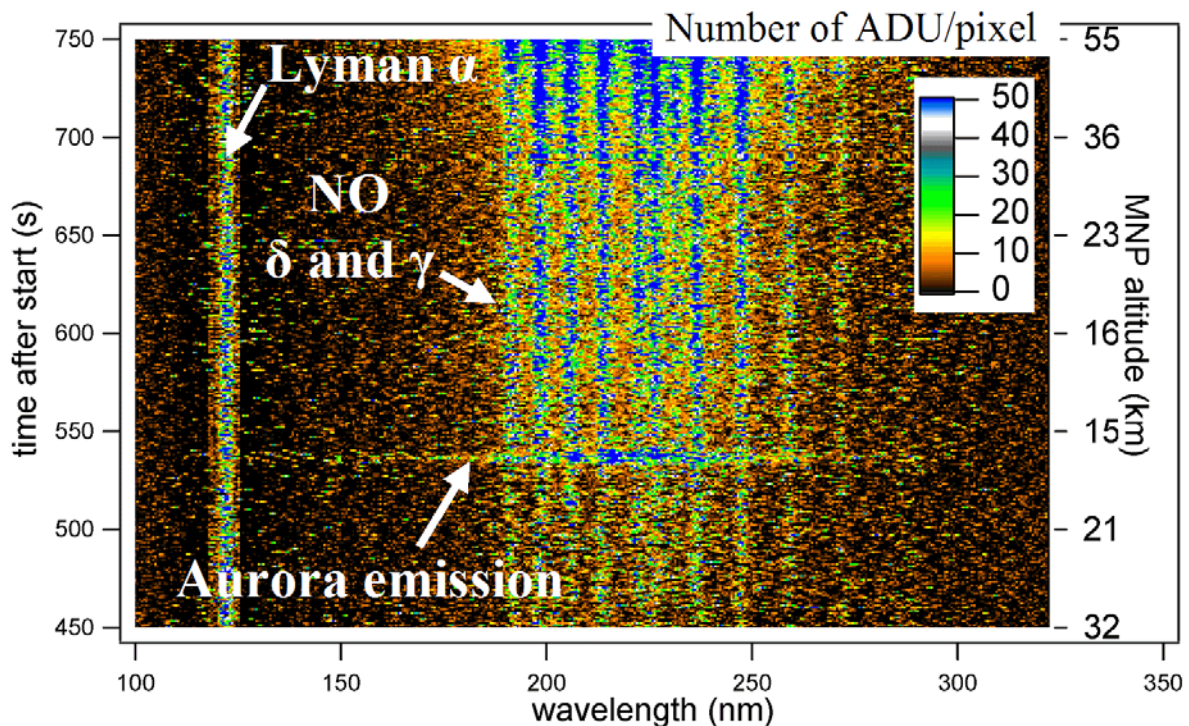


FIG. 3.10 – Spectre UV martien du côté nuit obtenu par l'instrument SPICAM-UV. On observe les bandes γ et δ de NO ainsi qu'une émission de structure différente de type auroral. (Bertaux et al. 2005b)

Deux émissions différentes ont été clairement identifiées sur ce spectre auroral, les bandes de Cameron et le doublet de l'ion CO_2^+ vers 289 nm. La raie de l'oxygène à 297 nm pourrait aussi être présente (Leblanc et al. 2006a). L'analyse de cette aurore à l'aide du modèle ionosphérique martien TRANSCAR (Witasse 2000) a montré que les intensités aurorales mesurées étaient bien reproduites si l'on considérait un flux d'électron peu énergétiques (quelques dizaines d'eV) mais environ dix fois plus intense que le flux mesuré par l'instrument ASPERA-3 durant cette aurore (Leblanc et al. 2006a).

III.5) Traitement des données UV de SPICAM

III.5a) Principe du traitement des données

Le CCD de l'instrument SPICAM-UVS est composé de 408 pixels (étendue spectrale) sur 288 pixels (étendue spatiale).

Parmi les 408 pixels, tous ne sont pas « utiles », le rôle des différents pixels est indiqué dans le tableau 3.3.

Numéro du pixel	Rôle du pixel
1	pixel tampon
2-8	pixels d'offset
9-392	pixels « normaux »
393	pixel tampon
394-407	pixels « masqués »
408	pixel tampon

TAB. 3.3 – rôle des différents pixels du CCD

Seuls les pixels dits « normaux » mesurent un signal lumineux utile.

Comme je l'ai dit au paragraphe précédent seules 5 bandes formées de N lignes du CCD sont lues et transmises. Chaque bande est formée de 407 spectels (pixels sommés en colonne) formés eux-mêmes des N pixels de chaque ligne. Chaque spectel sera aussi appelé spectel tampon, d'offset, normal, ou masqué suivant le type de pixels dont il est formé.

De façon formelle, le signal reçu par un spectel normal lors d'une mesure à un temps t du CCD peut être considéré comme la somme de différents termes :

$$Signal_brut(t, sp) = Signal(t, sp) + OF(t) + DCNU(t, sp) + DCI + \varepsilon(t, sp) \quad (3.2)$$

$Signal_brut(t, sp)$ est le signal lumineux total mesuré par l'instrument au spectel sp à l'instant t
 $Signal(t, sp)$ est l'intensité que l'on cherche à déterminer et d'origine externe à l'instrument reçue à l'instant t sur le spectel sp

$OF(t)$ est l'offset du CCD à l'instant t : son origine provient de la tension appliquée pour éviter des valeurs négatives à l'entrée du convertisseur A/D.

$DCNU(t, sp)$ est le courant d'obscurité non uniforme (qui dépend du spectel sp) à l'instant t .

Ce courant d'obscurité a pour origine les électrons émis par le CCD et dont le taux de production dépend de la température.

DCI est le courant d'obscurité de l'intensificateur supposé constant et uniforme (négligé par la suite)

$\varepsilon(t, sp)$ contient toutes les autres sources de bruit possibles (bruit électronique lié au fonctionnement de l'instrument, etc.) ; pour simplifier l'étude je le suppose nul par la suite.

La première étape du traitement des données consiste donc à retirer l'offset et le DCNU au signal mesuré.

La détermination de la longueur d'onde correspondant à chaque spectel s'établit en utilisant la relation linéaire :

$$\lambda(nm) = 322.17 - 0.54372 \times sp \quad (3.3)$$

où le numéro du spectel est numéroté de 0 à 407.

Le signal mesuré s'exprime en ADU (Anologic to Digital Unit). La conversion de ce signal en unité physique constitue la calibration absolue du signal. Elle nécessite de connaître la courbe de sensibilité de l'instrument en fonction de la longueur d'onde.

Une fois les données calibrées, la détermination de l'intensité intégrée de la raie d'émission s'obtient en intégrant le signal sur tous les pixels où la raie est étalée.

III.5b) Retrait de l'offset et du DCNU

Comme il est indiqué dans le tableau 3.3, les pixels (et donc les spectels) numérotés de 2 à 8 permettent de mesurer l'offset en ADU.

La figure 3.11 représente l'offset moyenné sur les 7 spectels d'offset mesurés sur les cinq bandes en fonction du temps.

On constate qu'il varie légèrement d'une bande à l'autre et qu'il est quasiment uniforme sauf au début de la mesure où il augmente (influence du niveau de lumière sur l'offset).

L'augmentation est plus prononcée pour la dernière bande que pour la première bande

La valeur typique de l'offset mesurée est de ~ 34 ADU.

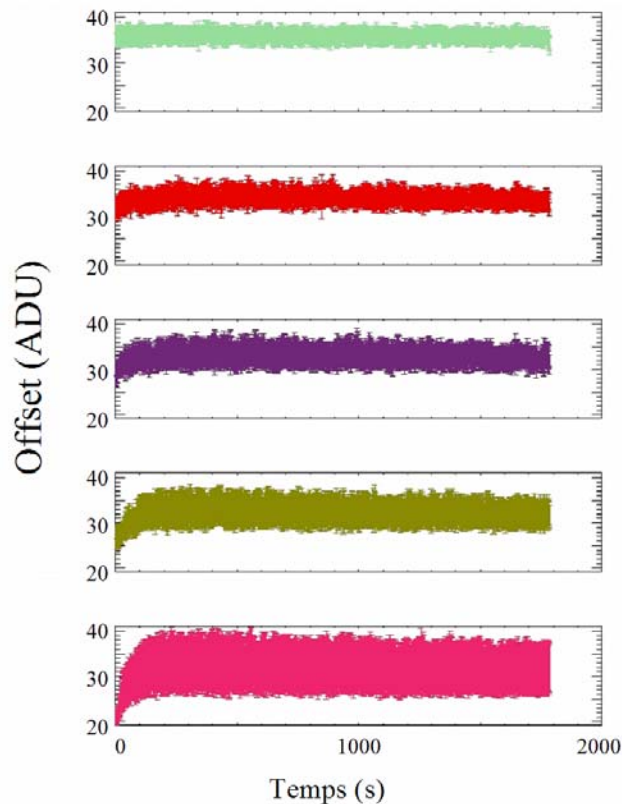


FIG. 3.11 – Offset mesuré par chaque bande du CCD lue (première bande en haut et dernière bande en bas). Pour cette observation, une bande est composée de 32 lignes. Les deux premières bandes sont situées devant la partie étroite de la fente, la troisième bande est à cheval sur les deux parties de la fente et les deux dernières bandes sont situées sur la partie large de la fente. Les barres d'erreurs, correspondant à l'écart-type mesuré à partir des 7 pixels, sont représentées par des barres verticales et varient entre 2 et 8 ADU.

Après un lissage temporel, l'offset moyen est retiré au signal brut de tous les spectels normaux et aux spectels masqués.

3.5 Traitement des données UV de SPICAM

Les spectels masqués permettent de déterminer le courant d'obscurité. Ces spectels ne mesurent pas de signal extérieur. L'algorithme de retrait du DCNU consiste à dire que le DCNU de chaque pixel est une fonction linéaire du contenu des pixels masqués :

$$DCNU(sp, t) = a(sp) \times Mask(t) \quad (3.4)$$

où $Mask(t)$ est la valeur moyenne du contenu des spectels masqués dont j'ai soustrait l'offset mesuré et $a(sp)$ le coefficient de linéarité pour le spectel sp .

Le coefficient de linéarité, pour une configuration de bandes données et un temps d'intégration donné est obtenu à partir d'observations techniques où l'intensificateur n'est pas activé. Le signal mesuré par chaque spectel normal de ce type d'observations se réduit donc à la somme de l'offset et du DCNU.

Une fois l'offset retiré, on peut facilement déterminer le coefficient de linéarité entre le DCNU et le contenu des spectels masqués. La figure 3.12 représente la relation entre le contenu des spectels masqués et le DCNU mesuré au spectel 351 (raie Lyman- α) sur la bande 4 obtenue en utilisant une observation technique correspondant à des bandes de 32 lignes et un temps d'intégration est de 0.64 s. Des améliorations dans la détermination du DCNU par A. Réberac sont actuellement en cours.

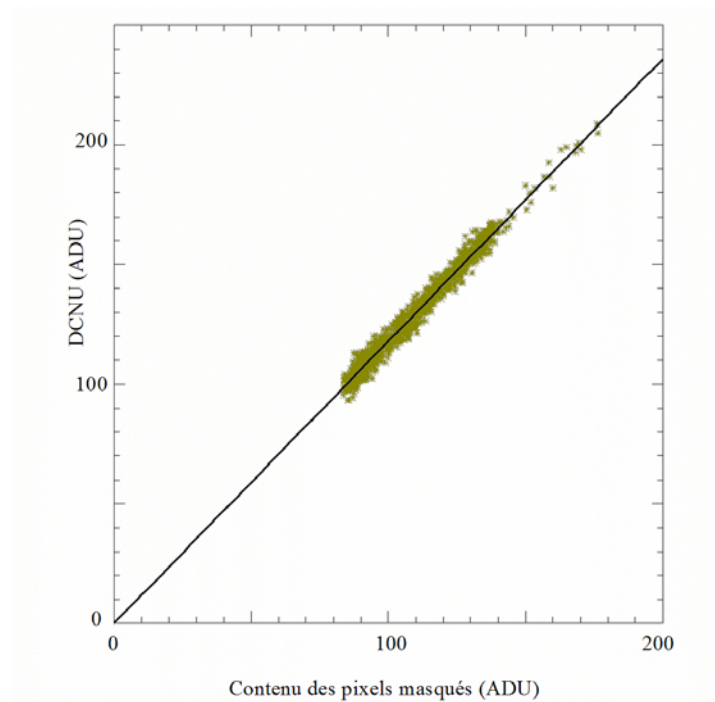


FIG. 3.12 - Relation linéaire entre le DCNU pour un spectel donné (ici 352) sur une bande donnée (ici bande 4). Un spectel est formé de 32 pixels. Chaque point jaune représente une mesure à un instant donné ; l'abscisse est la valeur moyenne du contenu des spectels masqués et l'ordonnée la valeur mesurée au spectel considéré. La ligne noire représente la droite s'ajustant le mieux ici $DCNU = a \times Mask$ avec $a \sim 1.182$.

Pour chaque spectel de chaque bande, on détermine le coefficient $a(sp)$ et l'on peut ainsi reconstruire à chaque instant et pour chaque spectel de chaque bande $DCNU(t, sp)$. Un exemple de DCNU est représenté en fonction des spectels utiles³ sur la figure 3.13. Les variations du DCNU en fonction des spectels utiles représentent aussi les variations du coefficient $a(sp)$ en fonction du spectel utile.

³ Dans la suite, seuls les spectels utiles sont considérés, la numérotation des spectels est décalée de 9 spectels, de tel sorte que le premier spectel utile soit le spectel noté 0 et le dernier spectel utile le spectel noté 383.

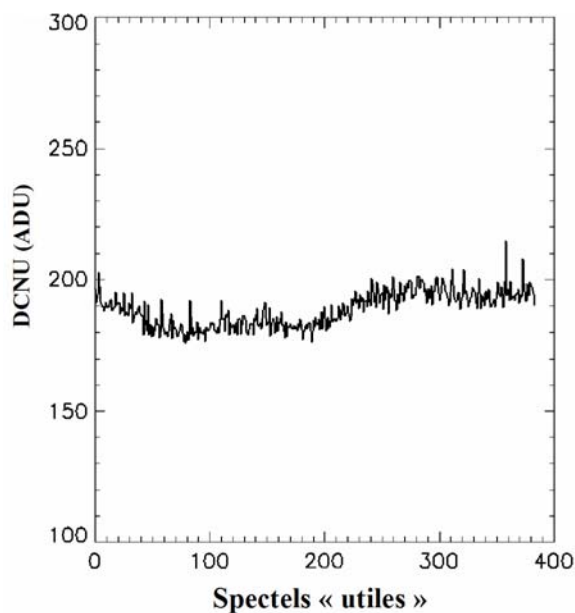


FIG. 3.13 – Exemple de DCNU mesuré en fonction du spectel utile. Pour cette mesure, chaque spectel est composé de 32 pixels. La valeur moyenne du contenu des pixels masqués est d'environ 168.3 pour cette observation (spectre n° 800 de l'orbite 1514). Ce qui montre que typiquement, la valeur du coefficient $a(sp)$, rapport entre le DCNU au spectel sp et le contenu des spectels masqués est proche de 1.1 – 1.2.

La figure 3.14 représente un exemple de signal obtenu à haute altitude (seule l'émission Lyman- α est visible) superposé au DCNU à un instant donné pour la bande numéro 4.

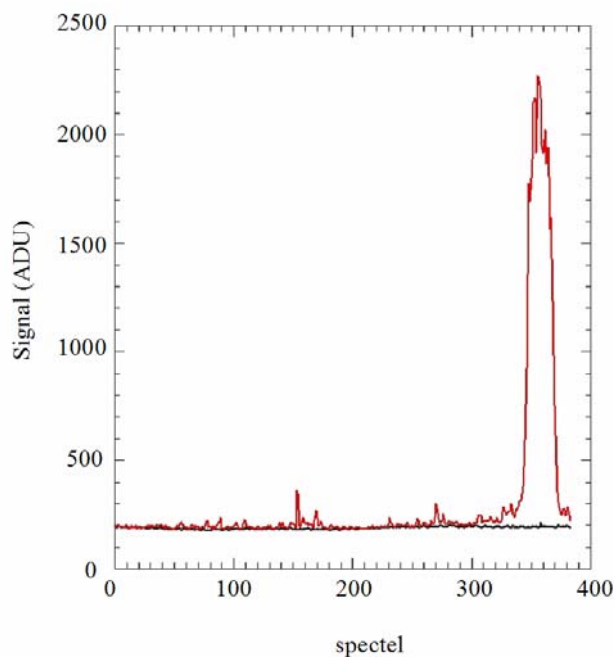


FIG. 3.14 – Signal exosphérique mesuré à un instant donné (en rouge) sur la bande 4 située devant la fente large et composée de 32 lignes (orbite 1514) ; en noir j'ai représenté le DCNU déterminé à l'aide de l'algorithme présenté. On constate que le DCNU s'ajuste très bien au niveau du signal sans émission. Il y a quelques autres pics, dûs aux électrons s'échappant spontanément de la cathode de l'intensificateur.

On constate aussi sur cette figure que le niveau du DCNU est d'environ 200 ADU pour une bande composée de 32 lignes (soit 6.25 ADU/ligne). Dans le cas de l'émission Lyman- α

3.5 Traitement des données UV de SPICAM

observée ici entre les pixels 340 et 390, le niveau du DCNU est environ 10 fois plus faible que l'émission.

III.5c) Calibration absolue et calcul de l'intensité intégrée

○ Calibration absolue

Le signal mesuré par le CCD est donné en ADU (Analog to Digital Unit, ou pas du convertisseur Analogue/Numérique). Cette unité est reliée au nombre de photoévénements (photoélectrons créés sur la photocathode) par le gain G du détecteur défini tel que 1 photo-événement provoque G ADU répartis sur un ensemble d'environ 3×3 pixels.

Un photoélectron produit sur la photocathode engendre une gerbe d'électrons accélérés par une haute tension (HT) dans le MCP, encore accélérés à 5kV avant d'atteindre l'écran phosphorescent vert. Le CCD, relié à l'écran phosphorescent par un ensemble de fibres optiques converti alors le signal lumineux reçu en un signal électrique. La haute tension peut être ajustée pour diminuer ou augmenter le gain selon le besoin de l'utilisateur. Le nombre d'électrons créés dans le CCD par photon entrant dans l'instrument dépend directement de cette haute tension.

$$Ne / photo - événement = f(HT) \quad (3.5)$$

Le gain G_e du CCD relie le nombre d'électrons créés dans le CCD au nombre d'ADU mesuré par le CCD. Sa valeur est :

$$G_e = 100 \text{ électrons / ADU} \quad (3.6)$$

Connaissant la valeur de la haute tension, on peut donc directement relier le nombre d'ADU au nombre de photo-événements reçus par l'instrument. La relation utilisée est la suivante :

$$N_{ADU} = G(HT) \times N_{photoevenement} \quad (3.7)$$

avec

$$G(HT) = \frac{f(HT)}{G_e} = e^{7.46113 \ln(500+1.57HT) - 46.3864} \text{ ADU/photoévénements} \quad (3.8)$$

HT est la valeur numérique de commande de la haute tension de la MCP (de 0 à 255).

Pour $HT = 200$ (valeur usuelle pour les observations limbes à hautes altitudes), 1 photo-événement représente environ 37 ADU.

Pour $HT = 20$ (valeur usuelle pour les observations nadir) 1 photoévénement représente 1.5 ADU.

Un photon de longueur d'onde λ_0 donnée ne sera détecté que par un certain nombre de spectels. L'intensité $I(\lambda_0, sp_0)$ à la longueur d'onde λ_0 (en photons/cm²/s/nm/str) reçue par un spectel sp_0 est reliée au nombre de photons de longueur d'onde λ_0 reçus par ce spectel par :

$$I(\lambda_0, sp_0) = 0.9 \frac{N_{ph}(\lambda_0, sp_0)}{S_e \times T_{mp}(\lambda_0) \times T_r(\lambda_0) \times \eta(\lambda_0) \times d\omega \times t_i} \quad (3.9)$$

Chapitre 3 : L'instrument SPICAM et l'airglow martien

$N_{ph}(\lambda_0, sp_0)$ est le nombre de photons par nm de longueur d'onde λ_0 reçus par le spectel sp_0 .

S_e représente la surface de la pupille d'entrée

$T_{mp}(\lambda_0)$ représente la réflectivité du miroir parabolique

$T_r(\lambda_0)$ représente la réflectivité du réseau

$\eta(\lambda_0)$ représente l'efficacité quantique de la photocathode (nulle pour $\lambda_0 > 320$ nm)

$d\omega$ représente l'angle solide d'un pixel

t_i représente le temps d'intégration

Le facteur correctif 0.9 prend en compte le fait que la surface efficace est déterminée en intégrant le signal d'une étoile sur huit lignes (« binning » = 8) qui ne collecte en fait que 90% du signal (à cause de l'étalement spatial du signal).

On définit la surface efficace $S_{eff}(\lambda_0)$ par :

$$S_{eff}(\lambda_0) = S_e T_{mp}(\lambda_0) T_r(\lambda_0) \eta(\lambda_0) \quad (3.10)$$

La représentation de cette surface efficace en fonction de la longueur d'onde définit la courbe de sensibilité spectrale de l'instrument.

La surface efficace de l'instrument est bien caractérisée grâce aux nombreuses observations d'étoiles UV chaudes et la comparaison de leurs flux avec les précédentes mesures effectuées par le satellite astronomique IUE (International Ultraviolet Explorer). La courbe de sensibilité de SPICAM-UV, la plus récente, d'après l'étude de A. Réberac, est représentée sur la figure 3.15

On observe un pic au voisinage de l'émission Lyman- α (121.6 nm), où elle vaut 0.14 cm².

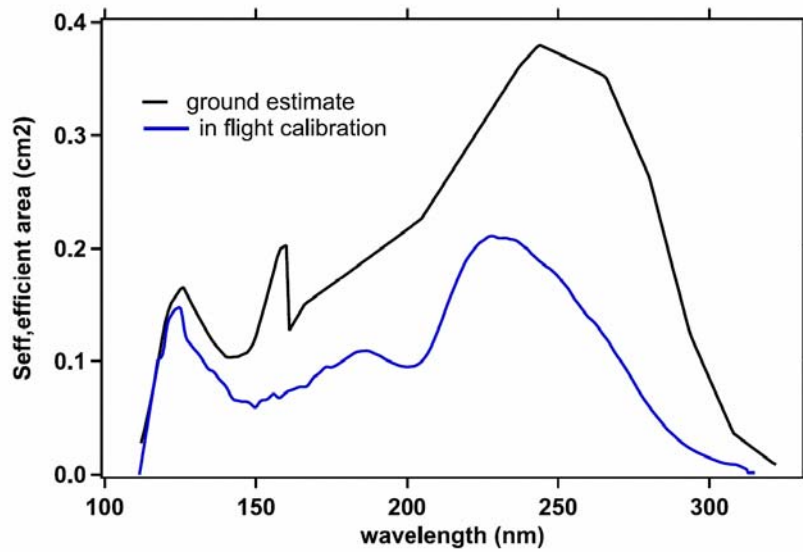


FIG. 3.15 – Sensibilité de SPICAM à une source stellaire, exprimée en cm² (Surface efficace). La courbe noire représente l'estimation, obtenue par la calibration des différents éléments optiques avant le lancement de Mars Express. La courbe bleue représente la courbe de calibration déterminée en comparant le spectre mesuré (en ADU) de l'étoile Zeta Puppis avec le spectre absolu obtenu par IUE de la même étoile. Le niveau de gain utilisé pour cette observation est de 1.55 ADU par photoévénement (HT = 20). La décroissance de la surface efficace aux grandes longueurs d'onde est due à la réponse de la photocathode (TsCe) dont l'efficacité quantique est nulle au-delà de 320 nm, alors que la décroissance aux petites longueurs d'onde est due à la coupure par la fenêtre MgF₂ du détecteur. La transition brusque sur la courbe noire vers 160 nm prenait en compte la transmission de la fenêtre de saphir qui varie brusquement à 160 nm. L'absence de ce pic sur la courbe bleue vient du fait qu'un point de la photocathode proche du bord mécanique voit une partie du réseau à travers la lame de saphir et une autre partie en dehors de la lame de saphir (Bertaux et al. 2006). L'origine de la légère décroissance vers 200 nm (non observée sur SPICAV) reste inconnue.

3.5 Traitement des données UV de SPICAM

L'angle solide d'un pixel est donné par :

$$d\omega = \left(\frac{a}{f}\right)^2 \quad (3.11)$$

où a est la taille d'un pixel (23 μ m) et f la distance focale du miroir parabolique (120 mm). En effet, le grandissement du réseau concave est 1.

Ce qui donne $d\omega = 3.67 \times 10^{-8}$ stéradians.

L'angle solide d'un spectel $d\Omega = n \times d\omega$ où n est le nombre de pixels par spectel, (c'est à dire le « binning » utilisé pour l'observation).

Pour toutes les observations décrites par la suite $t_i = 0.640$ s. On peut relier l'Intensité $I(\lambda_0)$ reçu sur le spectel sp_0 au nombre d'ADU dû aux photons de longueur d'onde λ_0 par :

$$I(\lambda_0, sp_0) = 0.9 \frac{N_{ADU}(\lambda_0, sp_0)}{S_{eff}(\lambda_0) \times n \times d\omega \times t_i \times G(HT)} \quad (3.12)$$

Par la suite, je supposerai que chaque spectel ne reçoit que des photons de longueur d'onde identique. On peut alors simplifier l'écriture par : $N_{ADU}(\lambda_0, sp_0) = N_{ADU}(sp_0)$

Ceci est vrai, que la fente soit présente ou non, lorsque l'on étudie l'émission Lyman- α en mode limbe avec des lignes de visée situées au-dessus de 400 km où seuls les photons Lyman- α sont susceptibles d'être détectés. Ceci est aussi vrai lorsque l'on étudie la raie 130.4 nm de l'oxygène ou la raie Lyman- α de l'hydrogène avec des lignes de visée au-dessous de 400 km mais en ne considérant que les bandes du CCD se trouvant devant la petite fente. Dans ce cas, la résolution spectrale de l'instrument est suffisante pour que les photons correspondant aux émissions thermosphériques atteignent des spectels différents.

Par contre lorsque l'on utilise les bandes du CCD situées devant la fente large pour des lignes de visée situées au-dessous de 400 km, alors les photons à 121.6 nm et à 130.4 nm peuvent atteindre les mêmes spectels et la détermination du signal de chaque type de photons nécessite alors de connaître la PSF (point spread function) ou fonction d'étalement spectrale de l'instrument. On pourrait la déterminer à partir d'observations où l'on est sûr qu'il n'y a que du Lyman- α (à haute altitude par exemple).

○ Calcul de l'intensité intégrée

Déterminer l'intensité intégrée en longueur d'onde d'une raie monochromatique consiste à déterminer le nombre de photons de longueur d'onde λ_0 : $\mathcal{N}_{ADU}(\lambda_0)$ reçue par tous les spectels du CCD défini par

$$\mathcal{N}_{ADU}(\lambda_0) = \sum_{sp \in Z(\lambda_0)} N_{ADU}(sp) \quad (3.13)$$

où $Z(\lambda_0)$ est la zone du CCD sur laquelle les photons de longueur d'onde λ_0 sont susceptibles d'être détectés. Cette zone est délimitée en hauteur par le nombre de lignes « binnées » (23 μ m par ligne) et par l'image monochromatique de la fente, un peu plus large que la fente à cause des observations optiques et de l'étalement de la gerbe d'électrons.

Chapitre 3 : L'instrument SPICAM et l'airglow martien

L'intensité totale de l'émission mesurée sur le CCD est obtenue en transformant les ADU en unité physique, ce qui donne :

$$\mathcal{I}(\lambda_0) = 0.9 \frac{\mathcal{N}_{ADU}(\lambda_0)}{S_{eff}(\lambda_0) \times n \times d\Omega \times t_i \times G(HT)} \quad (3.14)$$

$d\Omega$ représente l'angle solide défini au niveau du foyer du miroir parabolique, par le nombre de lignes n et la largeur de la fente.

Dans l'étude ci-dessous, je me place dans le cas d'une fente idéale sans aberrations optiques et sans étalement de la gerbe d'électrons, on verra que cette hypothèse est fautive et conduit à des résultats faux pour les observations effectuées avec la partie étroite de la fente.

Si l'on suppose que la fente d'entrée a une largeur de p pixels, p étant un nombre entier, alors idéalement pour une raie purement monochromatique seuls p spectels du CCD recevront du signal. La zone $Z(\lambda_0)$ se réduit à ces p spectels : $d\Omega = p d\omega$.

$$\mathcal{I}(\lambda_0) = 0.9 \frac{\sum_{i=1}^{i=p} N_{ADU}(sp_i)}{S_{eff}(\lambda_0) \times n \times p \times d\omega \times t_i \times G(HT)} \quad (3.15)$$

Soit en posant

$$\overline{N}_{ADU} = \frac{1}{p} \sum_{i=1}^{i=p} N_{ADU}(sp_i) \quad (3.16)$$

ce qui représente le nombre moyen d'ADU reçu par les spectels de la zone $Z(\lambda_0)$.

$$\mathcal{I}(\lambda_0) = 0.9 \frac{\overline{N}_{ADU}}{S_{eff}(\lambda_0) \times n \times d\omega \times t_i \times G(HT)} \quad (3.17)$$

On obtient l'intensité intégrée en kRayleigh par la formule :

$$\mathcal{I}_{int}(kR) = \mathcal{I}(\lambda_0) \times \frac{4\pi}{10^9} \quad (3.18)$$

- Exemple : Traitement de l'émission Lyman- α avec et sans fente :

Dans ce paragraphe, je calcule l'émission Lyman- α pour différentes observations de SPICAM où seule cette émission est visible pour différentes configurations (petite fente, grande fente, sans fente).

Les mesures utilisées correspondent à des observations à très hautes altitudes.

3.5 Traitement des données UV de SPICAM

La figure 3.16 représente l'émission Lyman- α observée avec la partie étroite de la fente 3.16a, avec la partie large de la fente (3.16b) et sans fente (3.16c) obtenue après retrait de l'offset et du DCNU en fonction du numéro du spectel.

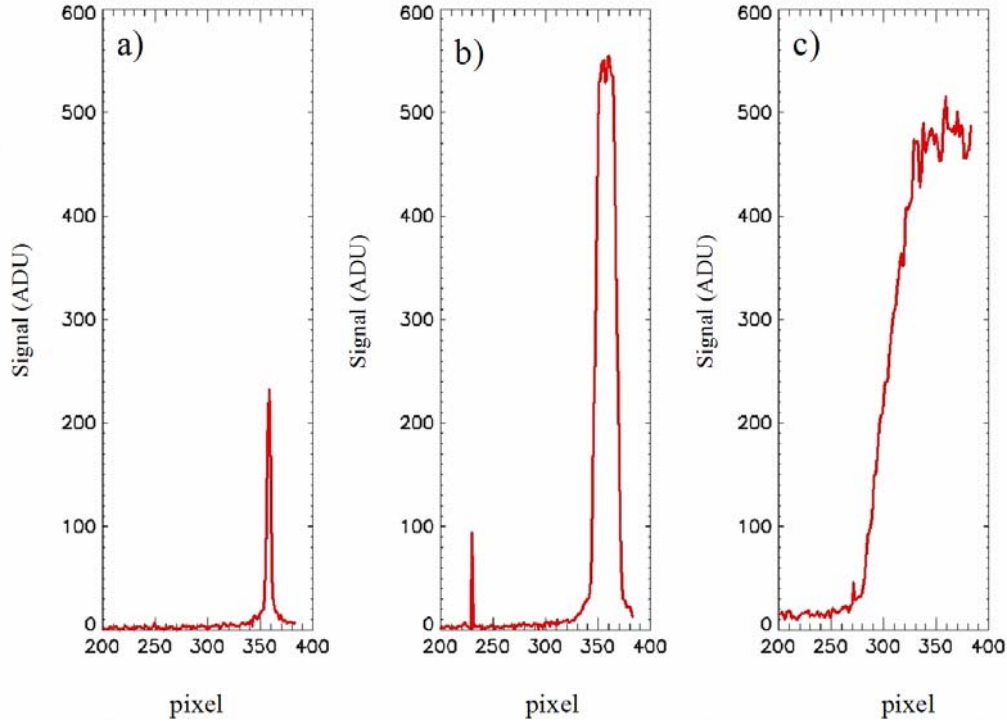


FIG. 3.16 Exemples de raie Lyman- α observée dans la couronne martienne par l'instrument SPICAM-UV pour une bande située devant la petite fente (a) devant la grande fente (b) et en l'absence de fente (c). Les spectres moyens (a) et (b) ont été obtenus en moyennant cinquante spectres individuels obtenus lors de l'orbite 2097 (les bandes 2 et 4 sont utilisées). Le spectre moyen (c) a été obtenu en moyennant cinquante spectres individuels de l'orbite 2213 (bande 4)

On observe, en l'absence de fente, l'absence de l'émission Lyman- α avant le pixel 250 due à la présence de la lame de saphir opaque aux longueurs d'onde $\lambda < 160$ nm. On a une absorption partielle entre les pixels 250 et 320 du à un effet géométrique.

Pour l'observation utilisant la petite fente, on observe un élargissement de la raie au-delà du pixel 350 qui pourrait provenir d'une fraction de la lumière provenant de la partie large de la fente.

A partir de ces 3 figures on peut estimer l'intensité de la raie Lyman- α en appliquant la formule 3.17

La seule différence pour ces 3 spectres est \bar{N}_{ADU} , on a :

$\bar{N}_{ADU} = 189$ ADU/pixel dans le cas (a) en moyennant sur les pixels 357 à 359

$\bar{N}_{ADU} = 519$ ADU/pixel dans le cas (b) en moyennant sur les pixels 350 à 360

$\bar{N}_{ADU} = 478$ ADU⁴/pixel dans le cas (c) en moyennant sur les pixels 333 à 383

On constate donc immédiatement que cette méthode donne une intensité proche lorsque l'on n'utilise pas de fente et lorsque l'on utilise la grande fente.

⁴ Pour cette observation, on obtient respectivement sur les 5 bandes du CCD correspondant aux lignes 22-53 ; 54-85 ; 86 – 117 ; 118-149 ; 150-181 : $\bar{N}_{ADU} = 428$; 475 ; 479 ; 478 ; 478 ADU/pixels, la première bande, pour cette configuration de lignes sous estime l'intensité de 10 %

Chapitre 3 : L'instrument SPICAM et l'airglow martien

En revanche le signal est environ trois fois moins intense lorsqu'on utilise la petite fente. Cela montre que la formule (3.17) n'est pas utilisable directement pour la petite fente. (L'étalement de la gerbe d'électrons n'est pas nul et doit être considéré pour ce type d'observation).

Si l'on applique les formules (3.17) et (3.18), avec $G=37.5$, $S_{\text{eff}}(L\alpha)=0.14 \text{ cm}^2$ on obtient :

$\mathcal{I} = 0.54 \text{ kR}$ dans le cas (a)

$\mathcal{I} = 1.49 \text{ kR}$ dans le cas (b)

$\mathcal{I} = 1.37 \text{ kR}$ dans le cas (c)

Dans le cas de la petite fente, la formule (3.17) n'est pas valable. On observe du signal sur d'autres pixels ; il faut utiliser la formule (3.14) en prenant pour angle solide $d\Omega$ l'angle sous-tendu par une surface de largeur égale à la largeur de la fente (et de hauteur 1 pixel) soit pour la petite fente $d\Omega = 50/23 \times d\omega$, mais en sommant sur tous les pixels où l'on observe du signal. En utilisant cette formule et en sommant entre les pixels 320 et 383 pour l'observation sur la petite fente et entre les pixels 320 et 383 pour l'observation avec fente large, en prenant $d\Omega=500/23 \times d\omega$ on obtient :

$\mathcal{N}_{\text{ADU}}(\lambda_0) = 1474 \text{ ADU}$ (dans le cas a)

$\mathcal{N}_{\text{ADU}}(\lambda_0) = 12188 \text{ ADU}$ (dans le cas b)

$\mathcal{I} = 1.94 \text{ kR}$ dans le cas (a)

$\mathcal{I} = 1.61 \text{ kR}$ dans le cas (b)

On constate que la méthode utilisée a peu d'influence lorsque l'on traite les émissions obtenues avec la fente large ($\sim 8 \%$), alors que pour les émissions obtenues avec la petite fente, la méthode utilisant tous les pixels où l'on a du signal est bien meilleure. Le rapport entre le nombre d'ADU total mesuré pour l'observation (b) et le nombre d'ADU mesuré pour l'observation (a) est d'environ 8, légèrement inférieur à la valeur 10 correspondant au rapport des largeurs de la partie large et de la partie étroite de la fente (Bertaux et al. 2006). Une partie du rayonnement traversant la grande fente pourrait s'étaler sur la région du CCD située devant la petite fente et expliquer le fait que l'intensité mesurée avec la petite fente est plus grande que celle mesurée avec la grande fente. On constate d'ailleurs que l'émission Lyman- α observée avec la petite fente (Fig. 3.16a) atteint le niveau de fond au voisinage du pixel 320 et non pas du pixel comme l'émission observée avec la fente large. Dans la suite, la méthode utilisée pour déterminer l'intensité de l'émission en présence de la fente consiste à intégrer le signal entre deux pixels choisis autour du pic (Fig. 3.17). Ces deux pixels permettent de définir le fond correspondant à la contribution restante du DCNU (le signal au delà du pixel 250 n'est pas tout à fait à zéro), soit dans le cas de la petite fente, à une partie du signal ayant traversée la grande fente. Ce fond est représenté par le trait (Figure 3.17). Seul le signal au-dessus de ce fond est considéré dans cette méthode.

3.5 Traitement des données UV de SPICAM

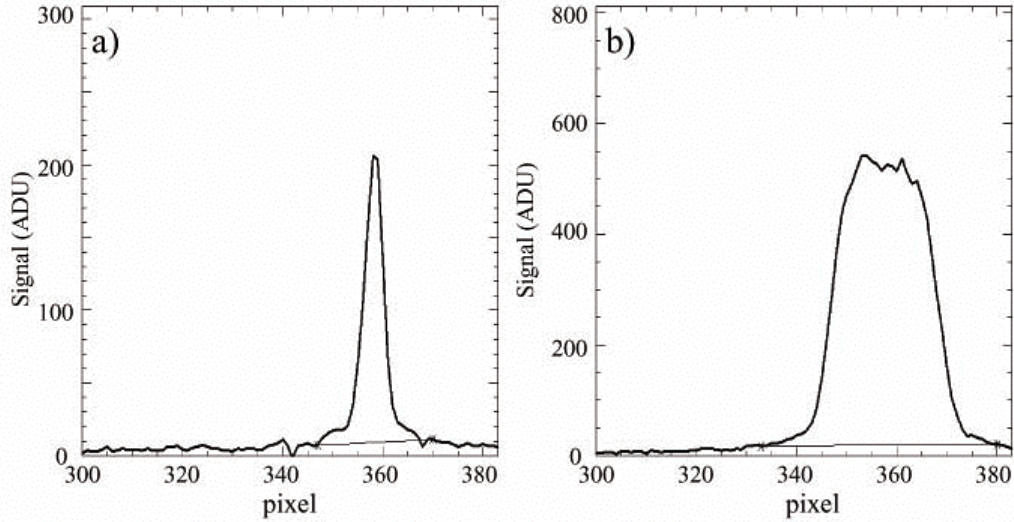


FIG. 3.17 Méthode choisie pour le calcul de l'intensité de l'émission avec la petite fente (a) et avec la grande fente (b). Les pixels entre lesquels le signal est intégré sont les pixels (348- 371) avec la petite fente et les pixels (333-381) avec la grande fente. Seul le signal situé au-dessus du fond résiduel (trait fin) est pris en compte

Dans ce cas l'intensité du signal estimé est :

$\mathcal{I} = 1.33 \text{ kR}$ dans le cas (a)

$\mathcal{I} = 1.45 \text{ kR}$ dans le cas (b)

L'accord entre les bandes est meilleur, l'écart n'est plus que de $\sim 10\%$, une façon de réduire l'écart peut consister à modifier le choix des pixels sur lesquels on intègre le signal avec la petite fente.

Enfin, une autre méthode pour déterminer le signal consiste à déterminer la forme de la raie Lyman- α puis à ajuster sur chaque spectre, le signal observé avec cette fente.

III.5d) Estimation des incertitudes

Il est possible de déterminer des barres d'erreur théorique sur chaque mesure sur un spectel par la méthode décrite dans une note technique de Jean-Loup Bertaux et reprise ici.

Le signal brut mesuré par un spectel (Eq. 3.2), lorsque l'on néglige le bruit électronique et le bruit dû au courant d'obscurité de l'intensificateur se réduit à

$$Signal_brut(t, sp) = Signal(t, sp) + OF(t) + DCNU(t, sp) \quad (3.19)$$

Le signal $Signal(t, sp)$ reçu par le CCD est relié au nombre de photoévénements $N_{photoevenement}$ par le facteur G qui dépend de la valeur de la HT (Eq. 3.8), le courant d'obscurité mesuré en ADU est relié au nombre d'électrons du courant d'obscurité créés durant la mesure par le gain G_e :

$$DCNU = Ne / G_e \quad (3.20)$$

Chapitre 3 : L'instrument SPICAM et l'airglow martien

Les variables $DCNU(t,sp)$ et $Signal(t,sp)$ étant indépendantes et la variance de l'offset étant supposée nulle, la variance du signal brut reçu sur le CCD est donnée par :

$$Var(Signal_brut) = Var(Signal) + Var(DCNU) \quad (3.21)$$

Pour simplifier la notation, la dépendance en fonction du temps et du spectel considéré est sous entendue.

La distribution du nombre d'électrons du courant d'obscurité suit une distribution de Poisson, la variance du DCNU est donc donnée par :

$$Var(DCNU) = Ne / G_e^2 \quad (3.22)$$

La variance du nombre de photoévénements reçu par le CCD est donnée par la relation :

$$Var(N_{photoevenement}) = 2G^2 N_{photoevenement} \quad (3.23)$$

Le facteur 2 est là à cause de la loi de distribution de hauteur des impulsions des photévénements, Sandel et Broadfoot (1986).

En utilisant les deux relations ci-dessus, on en déduit :

$$Var(Signal_brut) = DCNU / G_e + 2G \times Signal \quad (3.24)$$

Supposons UNE mesure $Signal_brut$. On obtient le signal lumineux en soustrayant un estimateur du DCNU et l'offset :

$$Signal = Signal_brut - OF - est(DCNU) \quad (3.25)$$

La barre d'erreur sur le signal mesuré après retrait du DCNU et de l'offset est donné par :

$$\Delta^2(Signal) = \Delta^2(Signal_brut) + \Delta^2(DCNU) \quad (3.26)$$

avec

$$\Delta^2(Signal_brut) = Var(Signal_brut) \quad (3.27)$$

On en déduit donc la relation donnant la barre d'erreur sur une mesure pour un spectel :

$$\Delta^2(Signal) = aDK / G_e + 2G \times Signal + a^2 \Delta^2(DK) \quad (3.28)$$

Où a est le coefficient de proportionnalité entre le DCNU et le nombre d'ADU mesuré sur les pixels masqués (Eq. 3.4)

Dans le cas de l'exemple étudié précédemment, on

Si l'on considère un spectre moyenné à partir de plusieurs spectres individuels :

$$\overline{Signal} = \frac{1}{N} \sum_i Signal(t_i) \quad (3.29)$$

3.5 Traitement des données UV de SPICAM

L'erreur sur le signal moyen s'obtient à partir de la formule usuelle de propagation des erreurs :

$$\Delta^2(f(x_1, \dots, x_n)) = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \Delta^2(x_i) \quad (3.30)$$

Ce qui donne pour le signal moyen :

$$\Delta^2(\overline{Signal}) = \frac{1}{N^2} \sum_i \Delta^2(Signal(t_i)) \quad (3.31)$$

Si on applique cette formule à l'exemple (b) précédent ($N = 50$) pour le spectel n° 351 ($a = 1.182$), les ordres de grandeur sont les suivants :

$$\begin{aligned} G_e &\sim 100 \text{ électrons/ADU} \\ G &\sim 40 \text{ ADU/photoévénement} \\ DK &\sim 120 \text{ ADU} \\ \Delta^2(DK) &\sim 3 \text{ ADU}^2 \\ Signal &\sim 500 \text{ ADU} \end{aligned}$$

On constate avec ces valeurs numériques que le terme $2G \times Signal$ de l'équation (3.28) est nettement supérieur aux deux autres termes. L'ordre de grandeur de l'erreur sur $Signal$ est d'environ $40\,000 \text{ ADU}^2$.

A partir des valeurs précises, je trouve finalement :

$$\Delta^2(\overline{Signal}) = \mathbf{723 \text{ ADU}^2} \quad (3.32)$$

On peut comparer cette valeur théorique avec l'erreur statistique du signal moyen obtenu en divisant la variance de l'échantillon $Signal(t_i)$ par le nombre de spectres utilisés pour calculer le spectre moyen :

$$\Delta^2_{stat}(\overline{Signal}) = \frac{1}{N} \left(\frac{1}{N} \sum_{t_i=t_1}^{t_i=t_n} (Signal(t_i) - \overline{Signal})^2 \right) \quad (3.33)$$

Ce qui donne, pour l'exemple étudié :

$$\Delta^2_{stat}(\overline{Signal}) = \mathbf{251 \text{ ADU}^2} \quad (3.34)$$

L'erreur statistique est donc inférieure à l'erreur théorique. Dans la suite, j'ai choisi d'utiliser les erreurs statistiques plutôt que les erreurs théoriques.

En utilisant cette erreur, on en déduit le rapport signal sur bruit obtenu en moyennant les 50 spectres qui est d'environ 33.

L'incertitude sur l'intensité intégrée s'obtient en utilisant la relation de propagation des erreurs, ce qui donne :

$$\Delta^2(I) = \sum_{sp_i=sp_1}^{sp_i=sp_n} \left[\Delta_{stat}^2(\overline{Signal}(sp_i)) \right] \quad (3.35)$$

Dans l'exemple étudié, cela donne une erreur sur l'intensité de 0.018 kR et le rapport signal sur bruit sur l'intensité vaut environ 80.

III.6) Géométrie des observations

III.6a) Les différents référentiels

A chaque observation est associé un fichier géométrie contenant différents paramètres géométriques utiles pour étudier les données, comme par exemple, dans la dernière version développée par A. Réberac et J-F Daloze : les altitudes des points tangents, les directions des lignes de visée correspondant à chacune des bandes, l'altitude de Mars Express au moment de l'observation, etc.

Quatre référentiels vont être utilisés pour étudier les observations faites par SPICAM. Les deux premiers sont ceux dans lesquels sont exprimés les paramètres qui nous intéressent.

Deux référentiels sont utilisés pour exprimer ces paramètres :

- **Référentiel EMEJ 2000 (Earth Mean Equator J2000)**

Le centre de ce référentiel est le centre de Mars : M ; un point P est repéré par 2 angles et une distance. (repère sphérique, la co-latitude étant remplacée par la latitude)

La distance correspond à la distance entre M et P.

Les deux angles sont :

- l'ascension droite (a), c'est-à-dire l'angle entre le point P et le point vernal.
- La déclinaison (d), c'est-à-dire l'angle entre le point P et l'équateur **terrestre**.

La direction des lignes de visée est exprimée dans ce référentiel.

A partir de ces coordonnées, on peut définir un repère cartésien (Figure 3.18) :

3.5 Géométrie des observations

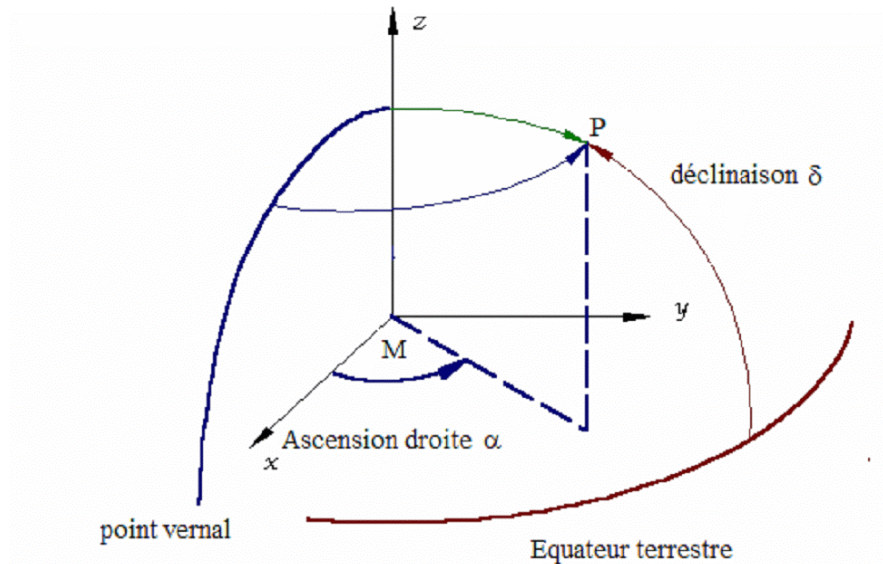


FIG. 3.18 – Référentiel EMEJ 2000 (Earth Mean Equator J2000), définition des repères sphériques et cartésiens associés.

○ Référentiel IAUM

C'est un référentiel en rotation avec Mars dont le centre est le centre de Mars : M ; un point P est repéré par sa distance au point M, et deux angles : (repère sphérique)

- La longitude, mesurée par rapport au premier méridien de Mars défini par le cratère Airy 0 d'environ 500 m de diamètre situé dans le cratère plus large Airy, dans la région de Sinus Meridiani et nommé ainsi en hommage à l'astronome Sir Georges Biddel Airy qui définit le premier méridien terrestre comme le méridien passant par Greenwich en 1851.
- La latitude (mesurée par rapport à l'équateur martien)

La position de la sonde Mars Express (notée Mex) et du point de la ligne de la planète le plus proche de la ligne de visée (Mars Nearest Point, noté MNP) est donnée dans le référentiel IAUM. De même que dans le référentiel EMEJ 2000, il est possible de définir un repère cartésien pour ce référentiel dont les axes sont définis sur la figure 3.18.

Les autres grandeurs importantes données dans le fichier géométrie sont :

- La position du soleil et donc la distance du Soleil à Mars exprimée en km, que l'on peut convertir en unité astronomique (UA) grâce à la relation $1 \text{ UA} \sim 150 \times 10^6 \text{ km}$
- L'angle solaire zénithal de Mars Express (et du MNP), exprimé en degré qui correspond à l'angle entre la droite passant par le point considéré (Mars Express ou le MNP par exemple) et le soleil et la verticale martienne au point considéré (l'axe e_r en coordonnées sphériques).
- Le temps local du MNP, exprimé en heure qui correspond à la différence entre la longitude du soleil à l'instant de la mesure et la longitude du MNP (15° par heure).

Chapitre 3 : L'instrument SPICAM et l'airglow martien

La longitude du soleil varie au cours de la mesure du fait de la rotation de la planète Mars sur elle-même ; connaissant la vitesse de rotation de Mars (légèrement inférieur à la vitesse de rotation terrestre), on a :

$$Long_{soleil}(t) = Long_{soleil}(t_0) - \Omega_M \times (t - t_0) \quad (3.36)$$

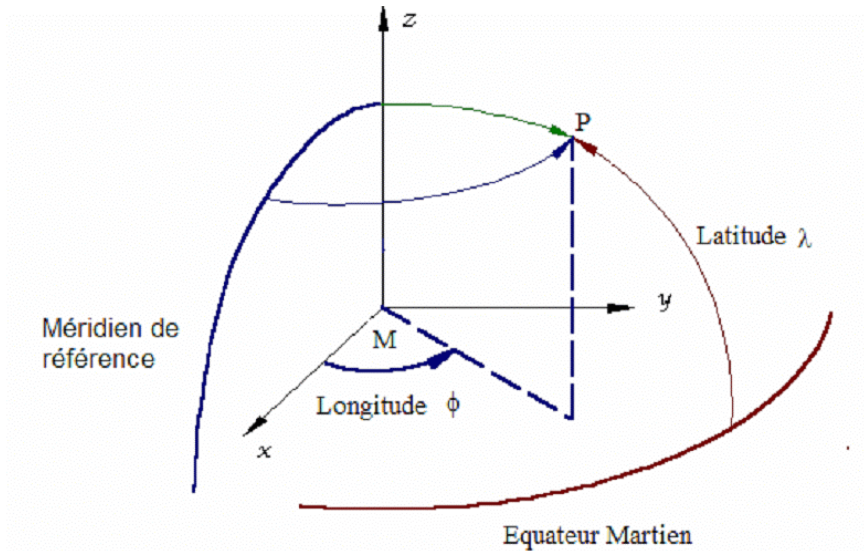


FIG. 3.19 – Référentiel IAUM, définition des repères sphériques et cartésiens associés

Les autres référentiels sont utilisés lors de l'étude des données présentées dans les chapitres 5 et 6.

La dernière version des fichiers géométrie contient la matrice permettant de passer du repère IAUM au repère EMEJ 2000.

○ Le référentiel héliocentrique écliptique

Ce référentiel est utilisé pour déterminer l'angle Mars-Soleil-Terre et corriger tous les flux solaires observés depuis la Terre au niveau de Mars (flux solaire à 121.6 nm, à 130.4 nm, flux radio $F_{10.7}$). Il est par ailleurs nécessaire de connaître la direction de la ligne de visée dans ce référentiel pour pouvoir utiliser le modèle anisotropique chaud développé au service d'aéronomie par R. Lallement et estimer la contribution du rayonnement Lyman- α du milieu interplanétaire au rayonnement mesuré par SPICAM.

Ce référentiel a pour centre le soleil, les deux angles permettant de repérer un point dans ce référentiel sont l'angle par rapport au plan de l'écliptique terrestre (latitude écliptique β) et la longitude mesurée par rapport au point vernal de la Terre (longitude écliptique λ).

○ Le référentiel d'étude

L'étude des émissions exosphériques est indirecte, c'est-à-dire que je comparerai les intensités observées sur les lignes de visée de l'instrument SPICAM à des intensités intégrées obtenues à l'aide de modèles de profils de densité et un modèle de transfert de rayonnement (décrit au chapitre suivant). Les profils de densité étant supposés avoir une symétrie sphérique

3.5 Géométrie des observations

et le rayonnement solaire étant dirigé suivant l'axe Soleil-Mars, deux paramètres vont être essentiels dans l'étude des émissions exosphériques :

- La distance par rapport au centre de Mars : r
- L'angle solaire zénithal : SZA

Le choix du référentiel d'étude doit donc pouvoir permettre de facilement prendre en compte ces éléments ; le référentiel d'étude le plus simple est celui qui consiste à prendre comme origine le centre de Mars ; la distance par rapport au centre de Mars est alors la coordonnée r sphérique et l'axe de référence (l'axe x d'un repère cartésien) l'axe Mars-Soleil. Le cosinus de l'angle solaire zénithal d'un point est alors le rapport entre sa coordonnée x et sa distance par rapport à l'origine r . Les deux autres axes y et z sont ensuite définis arbitrairement de telle sorte que le repère (O, x, y, z) soit un repère orthonormé direct.

Pour pouvoir modéliser l'intensité intégrée, il est donc nécessaire de connaître la ligne de visée dans ce référentiel, ce que je vais décrire dans le paragraphe suivant.

III.6b) Reconstruction des lignes de visée dans le repère d'étude

Dans les fichiers géométries se trouve la matrice de passage du référentiel IAUM au référentiel EMEJ2000 donnée, à chaque instant, sous la forme des deux composantes angulaires de chacun des axes M_x , M_y et M_z du référentiel IAUM dans le référentiel EMEJ 2000. (La variation au cours du temps est due à la rotation de la planète au cours de l'observation).

Soit M_1 , la matrice de passage du référentiel IAUM au référentiel EMEJ2000.

On a :

$$M_1(t) = \begin{bmatrix} \cos(a_x(t))\cos(d_x(t)) & \cos(a_y(t))\cos(d_y(t)) & \cos(a_z(t))\cos(d_z(t)) \\ \cos(d_x(t))\sin(a_x(t)) & \cos(d_y(t))\sin(a_y(t)) & \cos(d_z(t))\sin(a_z(t)) \\ \sin(d_x(t)) & \sin(d_y(t)) & \sin(d_z(t)) \end{bmatrix} \quad (3.37)$$

où $a_x(t)$, $a_y(t)$, $a_z(t)$ et $d_x(t)$, $d_y(t)$, $d_z(t)$ représentent les ascensions droites et les déclinaisons des axes M_x , M_y et M_z du repère IAUM.

Soit un point P de coordonnées (x, y, z) dans le repère cartésien du référentiel IAUM et de coordonnées (x', y', z') dans le repère cartésien du référentiel EMEJ2000.

On a la relation de passage suivante :

$$\begin{pmatrix} x'(t) \\ y'(t) \\ z'(t) \end{pmatrix}_{\text{EMEJ2000}} = M_1(t) \begin{pmatrix} x(t) \\ y(t) \\ z(t) \end{pmatrix}_{\text{IAUM}} \quad (3.38)$$

Dans le fichier géométrie, on dispose de la latitude et de la longitude de Mars Express (noté Mex dans la suite) dans le référentiel IAUM.

On calcule facilement les coordonnées cartésiennes dans le repère cartésien défini de Mex à chaque instant.

Chapitre 3 : L'instrument SPICAM et l'airglow martien

$$\begin{aligned} X_{Mex}(t) &= r_{Mex}(t) \cos(Lat_{Mex}(t)) \cos(Long_{Mex}(t)) \\ Y_{Mex}(t) &= r_{Mex}(t) \cos(Lat_{Mex}(t)) \sin(Long_{Mex}(t)) \\ Z_{Mex}(t) &= r_{Mex}(t) \sin(Lat_{Mex}(t)) \end{aligned} \quad (3.39)$$

En multipliant ces coordonnées par la matrice $M_1(t)$, on en déduit la position de Mex dans le repère cartésien du référentiel EMEJ2000.

Dans le fichier géométrie, on dispose aussi de la latitude et de la longitude du Soleil au temps initial $t = 0$. On peut donc déterminer comme pour Mars Express, les coordonnées x_{sun}' , y_{sun}' , z_{sun}' dans le référentiel EMEJ2000.

Dans le fichier géométrie, la direction de la ligne de visée est donnée dans EMEJ 2000.

On connaît la position du soleil dans EMEJ 2000, il est donc facile de construire les vecteurs de $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z)$, la base du référentiel d'étude.

Le \mathbf{e}_x est défini comme le vecteur unité dirigé de Mars vers le soleil. On a :

$$\mathbf{e}_x = \begin{pmatrix} x_{sun}' / dSM \\ y_{sun}' / dSM \\ z_{sun}' / dSM \end{pmatrix} \quad (3.40)$$

Pour déterminer le vecteur \mathbf{e}_y , on a plusieurs choix possibles : j'ai choisi de prendre un vecteur orthogonal à \mathbf{e}_x situé dans le plan équatorial terrestre, défini par :

$$\mathbf{e}_y = \begin{pmatrix} -y_{sun}' / \sqrt{(x_{sun}')^2 + (y_{sun}')^2} \\ x_{sun}' / \sqrt{(x_{sun}')^2 + (y_{sun}')^2} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.41)$$

Ce vecteur est bien unitaire et orthogonal au précédent.

Le vecteur unitaire de l'axe \mathbf{e}_x est déterminé en faisant le produit vectoriel des deux précédents de manière à avoir une base directe.

$$\mathbf{e}_z = \mathbf{e}_x \wedge \mathbf{e}_y = \begin{pmatrix} -z_{sun}' x_{sun}' / \left(\sqrt{(x_{sun}')^2 + (y_{sun}')^2} \times dSM \right) \\ -z_{sun}' y_{sun}' / \left(\sqrt{(x_{sun}')^2 + (y_{sun}')^2} \times dSM \right) \\ (x_{sun}'^2 + y_{sun}'^2) / \left(\sqrt{(x_{sun}')^2 + (y_{sun}')^2} \times dSM \right) \end{pmatrix} \quad (3.42)$$

Cela nous donne la matrice de passage du référentiel EMEJ2000 au référentiel d'étude M_2 :

$$M_2 = [\mathbf{e}_x \quad \mathbf{e}_y \quad \mathbf{e}_z] \quad (3.43)$$

On peut donc en déduire la position de Mex et la direction de la ligne de visée dans le repère d'étude :

3.5 Géométrie des observations

$$\begin{pmatrix} x_{Mex}''(t) \\ y_{Mex}''(t) \\ z_{Mex}''(t) \end{pmatrix} = M_2 \begin{pmatrix} x_{Mex}'(t) \\ y_{Mex}'(t) \\ z_{Mex}'(t) \end{pmatrix} \quad (3.44)$$

$$\vec{U}''(t) = M_2 \begin{pmatrix} u(t) \\ v(t) \\ w(t) \end{pmatrix} \quad (3.45)$$

Pour toute cette étude, je n'ai considéré que la position de Mars Express et la direction de la ligne de visée. Le fichier géométrie contient aussi l'angle solaire zénithal et la distance par rapport au centre de Mars du point tangent de la ligne de visée. Un test permettant de vérifier les calculs consiste à comparer ces paramètres en utilisant les lignes de visée dans le référentiel d'étude avec les valeurs données à chaque instant dans le fichier géométrie.

L'équation paramétrique de la ligne de visée est :

$$\begin{pmatrix} x_{LOS}''(p) \\ y_{LOS}''(p) \\ z_{LOS}''(p) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_{Mex}'' + p \times u'' \\ y_{Mex}'' + p \times v'' \\ z_{Mex}'' + p \times w'' \end{pmatrix} \quad (3.46)$$

Le paramètre p donne la position d'un point sur la ligne de visée, il varie de 0 (position de Mex) à l'infini.

Si l'on considère Mars comme une sphère, les coordonnées du point tangent s'obtiennent en écrivant que le produit scalaire entre la direction de la ligne de visée et le vecteur rayon au point tangent est nul. Par ailleurs comme le point tangent appartient à la ligne de visée, on peut le repérer par une valeur p_{MNP} dont la valeur est donnée par

$$p_{MNP}(t) = -x_{Mex}''(t) \times u''(t) + y_{Mex}''(t) \times v''(t) + z_{Mex}''(t) \times w''(t) \quad (3.47)$$

et les coordonnées du point tangent dans le référentiel couronne. On peut alors vérifier que l'angle zénithal solaire du point tangent correspond à celui donné dans le fichier géométrie.

Pour déterminer la contribution du fond interplanétaire à l'émission Lyman- α , à partir des données SWAN sur SOHO, il est nécessaire de se placer dans le référentiel héliocentrique, écliptique et de déterminer la position de Mars Express dans ce référentiel (distance au soleil, latitude et longitude écliptique ainsi que les latitudes et longitudes écliptiques de la ligne de visée). Pour cela, on part des coordonnées dans le repère équatorial centré sur Mars (EMEJ2000). On fait une translation de l'origine du centre de Mars vers le soleil, puis une rotation du repère autour de x pour passer du plan équatorial au plan écliptique. C'est-à-dire une multiplication des coordonnées par la matrice de rotation suivante :

$$M_{ecli \rightarrow equa} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\varepsilon_T) & \sin(\varepsilon_T) \\ 0 & -\sin(\varepsilon_T) & \cos(\varepsilon_T) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0.92 & 0.40 \\ 0 & -0.40 & 0.92 \end{pmatrix} \quad (3.48)$$

Chapitre 3 : L'instrument SPICAM et l'airglow martien

ε_T est l'inclinaison de la Terre sur son orbite (+23.45°). (angle entre le plan équatorial terrestre et le plan écliptique mesuré dans le sens trigonométrique).

Les coordonnées de Mars Express dans le référentiel héliocentrique écliptique s'obtiennent alors en utilisant les relations matricielles de changement de repère.

La détermination de la latitude et de la longitude écliptique (β, λ) se fait facilement en passant des coordonnées cartésiennes aux coordonnées sphériques.

III.6c) Correction de l'angle Mars-Soleil-Terre

Comme je l'ai déjà dit, pour déterminer les différents flux solaires sur Mars en utilisant les flux mesurés depuis la Terre, il est nécessaire de prendre en compte :

- la distance Soleil-Mars (ce qui se fait simplement en divisant tous les flux par $1/d_M^2$) où d_M est la distance Mars par rapport au soleil
- l'angle α entre Mars, le Soleil et la Terre : la région du Soleil vue au niveau de Mars est celle vue par la Terre à quelques jours près à cause de la rotation du Soleil sur lui-même. Cet angle est compris entre -180° et 180° .

Soit β_0 et β_1 les longitudes écliptiques de la Terre et de Mars à l'instant t_0 . Pour connaître le flux solaire reçu par Mars à l'instant t_0 , il faut utiliser le flux reçu mesuré sur Terre à l'instant t_1 (à déterminer) où la longitude de la Terre était β_1 . (Figure 3.20)

A partir des tables d'éphémérides, il est possible de connaître les longitudes écliptiques de la Terre et de Mars à n'importe quel instant et donc d'en déduire l'angle α . (angle Soleil-Terre, Soleil-Mars).

On calcule $t_1 - t_0$ par :

$$t_1 - t_0 = \frac{\alpha}{\Omega_{Carrington}} \quad (3.49)$$

Où $\Omega_{Carrington}$ est la vitesse de rotation du Soleil sur lui-même.

On en déduit alors t_1 (supérieur ou inférieur à t_0) et on considère que le flux solaire reçu par Mars à t_0 est le flux reçu par la Terre à l'instant t_1 .

3.5 Géométrie des observations

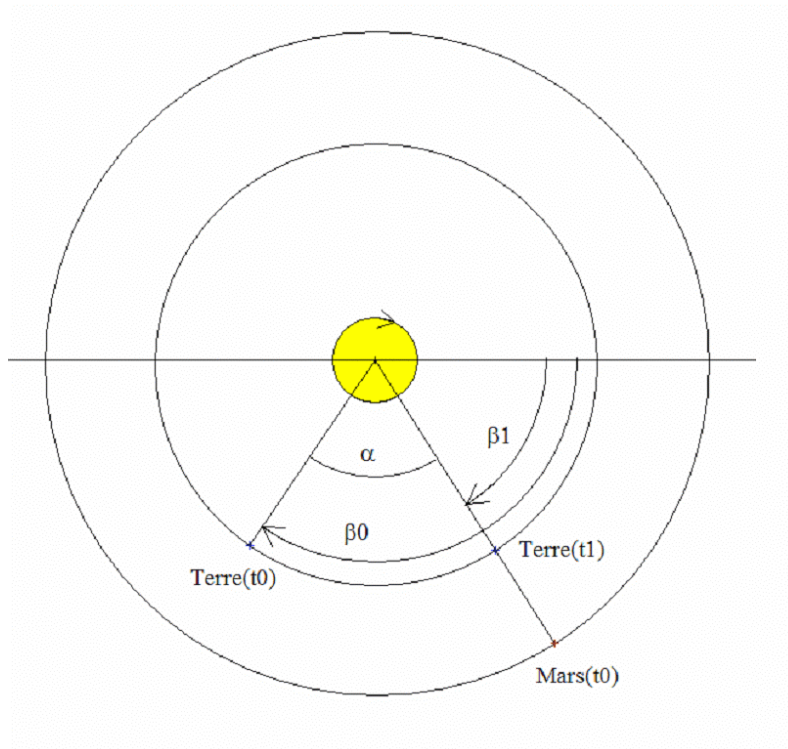


FIG. 3.20 – Représentation schématique de la position de Mars et de la Terre à deux instants différents
Pour pouvoir utiliser les flux solaires mesurés depuis la Terre, il est nécessaire de déterminer la date t_1 pour laquelle la Terre a reçu le flux solaire reçu par Mars à l'instant t_0 .

Chapitre 3 : L'instrument SPICAM et l'airglow martien

Chapitre 4 : Le transfert de rayonnement

Le transfert de rayonnement décrit le transport des photons dans un milieu. Les bases de cette théorie ont été développées par Subrahmanyan Chandrasekhar (Chandrasekhar 1950). Le nom du télescope spatial de rayonnement X lancé par la NASA a été baptisé Chandra en hommage à ses travaux pionniers dans les années 50. Cette théorie est devenue une théorie fondamentale de l'astrophysique basée essentiellement sur l'étude du rayonnement.

IV.1) Définitions

IV.1a) Intensité spécifique et flux

On appelle intensité spécifique (ou intensité), la grandeur $I_\nu(\mathbf{u})$, telle que $I_\nu(\mathbf{u})d\nu d\Omega dt$ représente le flux d'énergie se propageant dans la direction \mathbf{u} , transportée par des photons de fréquence comprise entre ν et $\nu+d\nu$ pendant dt à travers une surface unité plane orthogonale au rayonnement dans un cône d'angle solide $d\Omega$. (Figure 4.1). L'intensité spécifique s'exprime en $W m^{-2} sr^{-1} Hz^{-1}$ ou photon $m^{-2} sr^{-1} Hz^{-1} s^{-1}$. On passe d'une unité à l'autre grâce à la relation entre l'énergie d'un photon de fréquence ν : $E = h\nu$ où h est la constante de Planck.

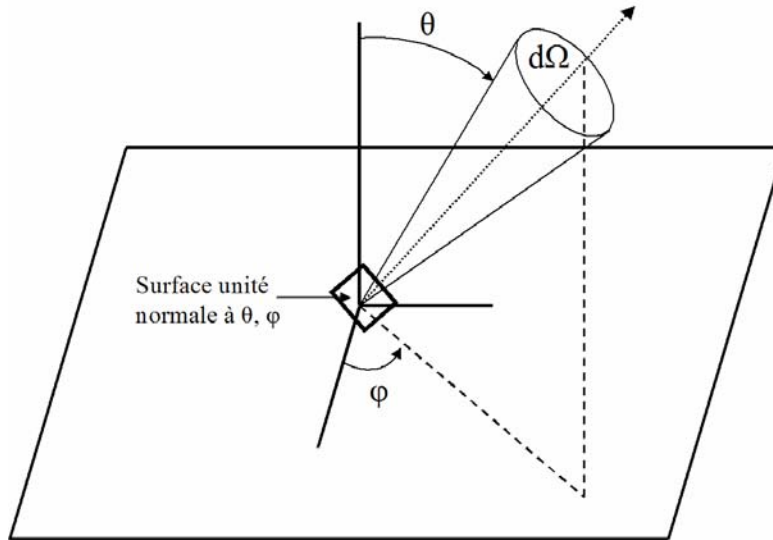


FIG. 4.1 – Définition de l'intensité spécifique. L'énergie transportée par seconde, à travers la surface normale à (θ, φ) et dans le cône d'angle solide $d\Omega$ est $dE_\nu = I_\nu d\nu d\Omega$

On définit l'intensité moyenne J_ν comme la moyenne sur toutes les directions de l'intensité spécifique :

$$J_\nu = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi I_\nu(\theta, \varphi) \sin(\theta) d\theta d\varphi \quad (4.1)$$

Pour un rayonnement isotrope, on a évidemment $J_\nu = I_\nu$

On définit le flux monochromatique $\pi \mathfrak{F}_\nu$ traversant une surface unité pendant une seconde comme l'intensité intégrée sur toutes les directions pondérées par le cosinus de l'angle entre

Chapitre 4 : Le transfert de rayonnement

la direction et la normale à la surface. Il s'exprime en $W m^{-2} Hz^{-1}$ ou $photon m^{-2} s^{-1} Hz^{-1}$ et mathématiquement, avec les notations de la figure 4.1, est donné par :

$$\pi \mathfrak{S}_\nu = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi I_\nu(\theta, \varphi) \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta d\varphi \quad (4.2)$$

Le signal collecté par le spectromètre SPICAM correspond au produit du flux d'énergie reçue par la surface efficace S_{eff} pendant un temps d'intégration t_i , dans la direction de la ligne de visée dont la largeur angulaire, correspondant à un spectel, est $d\Omega$.

IV.1b) Absorption

○ épaisseur optique et coefficient d'absorption

Soit I_ν l'intensité spécifique d'un rayonnement traversant un milieu absorbant de longueur L (Figure 4.2). Si le milieu est non émissif, l'intensité sortante sera inférieure à l'intensité entrante à cause de l'absorption du rayonnement par le milieu.

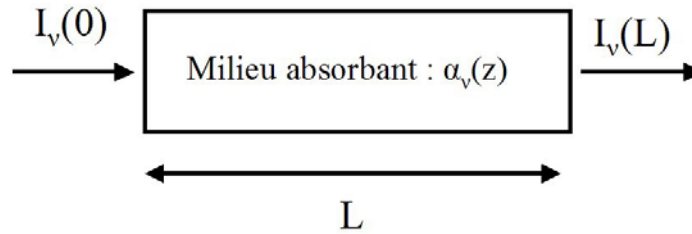


FIG. 4.2 – Colonne absorbante

L'absorption est proportionnelle à l'intensité incidente. L'intensité sortante est donnée par la loi de Beer-Lambert avec les notations de la figure 4.2

$$I_\nu(L) = I_\nu(0) e^{-\int_0^L \alpha_\nu(z) dz} \quad (4.3)$$

$\alpha_\nu(z)$ est le coefficient d'absorption à la fréquence ν en z et s'exprime en m^{-1} . On définit l'épaisseur optique du milieu par :

$$\tau_\nu = \int_0^L \alpha_\nu(z) dz \quad (4.4)$$

Cette grandeur sans dimension permet de distinguer deux types de milieu. Le milieu est dit optiquement mince lorsque $\tau_\nu < 1$ et optiquement épais lorsque $\tau_\nu > 1$.

L'absorption du rayonnement se fait essentiellement par excitation des atomes et molécules constituant la matière ; le coefficient d'absorption à une longueur d'onde donnée va donc être proportionnel à la densité de matière n susceptible d'absorber cette longueur d'onde. Dans la suite, je supposerai que seulement deux espèces peuvent absorber le milieu, une espèce atomique et une espèce moléculaire. On définira donc plusieurs coefficients d'absorption et plusieurs épaisseurs optiques $\alpha_{\nu,i}$ et $\tau_{\nu,i}$. Le rapport entre le coefficient d'absorption et la

4.1 Définitions

densité de l'espèce absorbante⁵ $\sigma_{v,i} = \alpha_{v,i}/n_i$ à la dimension d'une surface et s'appelle la section efficace d'absorption à la fréquence ν .

○ Profil spectral d'absorption

Si l'on suppose que la section efficace d'absorption $\sigma(\nu)$ à la fréquence ν est constante dans le milieu, alors l'épaisseur optique définie par l'équation 4.4 se simplifie et s'écrit :

$$\tau_\nu = \sigma(\nu) \int_0^L n(z) dz = \sigma(\nu) N(L) \quad (4.5)$$

où $N(L)$ est la densité colonne de la colonne de longueur L , c'est-à-dire la densité intégrée sur cette longueur.

Il est, par ailleurs, possible d'introduire une fonction : $\sigma(\nu) = \sigma_0 a(x)$ où la fonction $a(x)$ est le profil d'absorption et x est la fréquence normalisée ou fréquence en Unités Doppler Standard (UDS) définie par :

$$x = \frac{\nu - \nu_0}{\frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}}} = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta \nu_D} \approx - \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta \lambda_D} \quad (4.6)$$

où T est la température du gaz, k la constante de Boltzmann et m la masse de l'espèce absorbante. La largeur Doppler $\Delta \nu_D$ est proportionnelle à la vitesse thermique du gaz (vitesse la plus probable d'un atome) et donc à la racine carrée de la température. $\Delta \lambda_D$ est relié à $\Delta \nu_D$ par la relation : $\Delta \lambda_D = \Delta \nu_D \times \lambda_0 / \nu_0$. Le profil d'absorption $a(x)$ dépend de la largeur naturelle de la raie et de la distribution des vitesses de l'espèce.

○ Largeur naturelle négligeable

Supposons que la largeur de la transition soit nulle, c'est-à-dire qu'un atome ne peut absorber que les photons dont la fréquence vaut exactement ν_0 dans son référentiel propre. Dans ce cas, un photon de fréquence ν , se propageant suivant Ω , ne peut être absorbé que par un atome dont la vitesse V par rapport à la source vérifie :

$$\nu = \nu_0 \left(1 + \frac{\mathbf{V} \cdot \Omega}{c} \right) = \nu_0 \left(1 + \frac{V \cos \theta}{c} \right) \quad (4.7)$$

La fraction de photons absorbés va donc être proportionnelle au nombre de particules absorbantes ayant une composante $V \cos \theta$ dans la direction Ω , c'est à dire à la fonction de distribution locale $f(\mathbf{r}, V \cos \theta)$. Le profil d'absorption s'écrit donc sous la forme :

$$\sigma(\nu) = \kappa_0 f(\mathbf{r}, V \cos \theta) \quad (4.8)$$

⁵ Dans le cas de la raie 130.4 nm de l'oxygène, l'espèce absorbante peut être un atome d'oxygène dans un état énergétique donné. La densité de l'espèce absorbante sera alors le produit entre la densité en oxygène et la population relative d'atomes d'oxygène dans l'état considéré (voir paragraphe IV2.b).

Chapitre 4 : Le transfert de rayonnement

κ_0 est une constante de normalisation.

Si la distribution de vitesse du gaz est représentée par une gaussienne à trois dimensions à la température T , sa projection sur la direction Ω est une distribution gaussienne à une dimension à la température T . Le profil d'absorption s'écrit alors :

$$\sigma(\nu) = \sigma_0 e^{-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}\right)^2} = \sigma_0 e^{-x^2} \quad (4.9)$$

Ce profil d'absorption est appelé profil Doppler. σ_0 , la section efficace au centre de la raie, dépend de la température.

○ Prise en compte de la largeur naturelle

La durée de vie de l'électron dans un état excité n'est pas nulle, ce qui se traduit par une largeur naturelle de la raie $\Delta\nu_n$, non nulle (principe d'incertitude de Heisenberg) indépendante de la température. On peut montrer qu'en utilisant le formalisme de l'oscillateur classique ou de la mécanique quantique (voir par exemple Chamberlain 1961 ou Mihalas 1978), le profil dans le référentiel propre de l'atome est un profil Lorentzien et que, dans ce cas, la section efficace d'absorption a un profil de Voigt :

$$\sigma(\nu) = \sigma_0 H(a, x) = \sigma_0 \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{a^2 + (x - y)^2} dy \quad (4.10)$$

où a est le rapport entre la largeur naturelle de la raie et la largeur Doppler $a = \Delta\nu_n / \Delta\nu$.

La fonction H est appelée fonction de Voigt ; dans le cas où $a \rightarrow 0$, on retrouve évidemment un profil gaussien.

Pour la transition Lyman- α , $\Delta\nu_n = A/4\pi = 4.9686 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ où A est la probabilité de la transition (coefficient d'Einstein) qui est l'inverse de la durée de vie d'un électron dans l'état excité. Pour un gaz d'hydrogène neutre à 200 K, on trouve $a = 3.3 \times 10^{-3}$. Cette valeur faible devant 1 justifie en première approximation l'utilisation d'un profil Doppler pour la section efficace d'absorption.

La valeur de la section efficace au centre de la raie dépend du profil d'absorption. On peut la retrouver en intégrant sur le domaine spectral. On obtient alors l'expression suivante (Mihalas 1978, page 81).

$$\sigma_{tot} = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(\nu) d\nu = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\pi e^2}{m_e c} f \quad (4.11)$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide, e la charge de l'électron, m_e la masse de l'électron, c la vitesse de la lumière dans le vide. Le coefficient f est la force d'oscillateur, classiquement, dans le cadre de la théorie de l'oscillateur harmonique $f = 1$. Le terme f est introduit pour prendre en compte la nature quantique de la transition. (voir par exemple Chamberlain 1961 ou Mihalas 1970). Pour l'émission Lyman- α : $f = 0.416$, pour les raies d'oxygène du triplet à 130.4 nm, $f = 0.048$ (Ogawa 1982).

Pour un profil Doppler, on obtient alors la relation suivante entre la section efficace au centre de la raie :

4.1 Définitions

$$\sigma_0 = \frac{\sigma_{tot}}{\sqrt{\pi} \Delta \nu_D} \quad (4.12)$$

IV.1c) Emissivité, coefficient d'émissivité atomique

L'émissivité spectrale volumique au point \mathbf{r} , notée $\varepsilon_\nu(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega})$, mesure le nombre de photons de fréquence ν émis dans la direction $\boldsymbol{\Omega}$ par seconde, par unité de volume et par unité d'angle solide. Si l'on considère une tranche, comprise entre 0 et L , de milieu, non absorbant et émettant des photons de fréquence ν , dans la direction \mathbf{e}_x (Figure 4.3), l'intensité en sortie $I_\nu(L)$ est donnée par :

$$I_\nu(L) = \int_{z=0}^{z=L} \varepsilon_\nu(z) dz \quad (4.13)$$

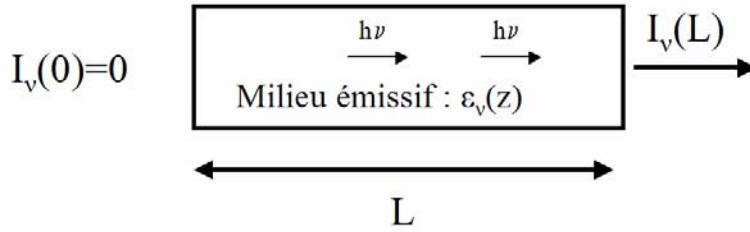


FIG. 4.3 – Colonne émissive

L'émissivité spectrale $\varepsilon_\nu(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega})$ est proportionnelle à la densité locale $n(\mathbf{r})$. Le coefficient de proportionnalité, homogène à un nombre de photons émis par unité de temps, de fréquence et d'angle solide est appelé coefficient d'émissivité atomique et noté $j_\nu(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega})$.

Dans l'exemple ci dessus, si l'on suppose que la densité n ne dépend que de z et que le coefficient de diffusion atomique est uniforme, l'intensité en sortie sera proportionnelle à la densité colonne $N(L)$ du milieu :

$$I_\nu(L) = j_\nu N(L) \quad (4.14)$$

L'émissivité intégrée ε s'obtient en intégrant ε_ν sur les fréquences.

○ Diffusion et fonction de redistribution fréquentielle et angulaire

Le mécanisme de diffusion résonante est le mécanisme principal à l'origine des émissions Lyman α et du triplet à 130.4 nm de l'oxygène. Chaque absorption de photon est suivie par la ré-émission d'un nouveau photon. Dans le cas le plus général, la fréquence et la direction du photon émis dépendent de la direction et de la fréquence du photon incident.

La fonction de phase, ou indicatrice de diffusion, donne la relation entre la direction du photon émis et celle du photon absorbé. Dans la suite, nous supposerons la diffusion isotrope, ce qui est valable dans les milieux optiquement épais où le grand nombre de diffusion tend à isotropiser l'émissivité moyenne.

La fonction de redistribution en fréquence permet de relier la fréquence du photon émis à la fréquence et à la direction du photon incident. Si l'on suppose que la section efficace

Chapitre 4 : Le transfert de rayonnement

d'absorption a un profil Doppler, on peut montrer que la fonction de redistribution en fréquence est donnée par la fonction R_I (Hummer 1962 ; Mihalas 1970, chapitre 13) :

$$R_I(\lambda', \mathbf{n}, \lambda, \mathbf{n}) = \frac{1}{\Delta\lambda_D^2} \frac{g(\mathbf{n}', \mathbf{n})}{\pi \sin \Theta} \exp \left[-x^2 - \frac{(x' - x \cos \Theta)^2}{\sin^2 \Theta} \right] \quad (4.15)$$

R_I est la probabilité conjointe qu'un photon de fréquence x se propageant dans la direction Ω soit absorbé et réémis avec la fréquence x' dans la direction Ω' . g est la fonction de phase, reliant la direction du photon émis \mathbf{n}' à la direction du photon incident \mathbf{n} . Si l'on suppose la diffusion isotrope, $g(\mathbf{n}', \mathbf{n}) = 1$ (Mihalas 1970, chapitre 2). Θ est l'angle de diffusion, c'est à dire l'angle entre les direction \mathbf{n} et \mathbf{n}' , x et x' sont les fréquences normalisées des photons incidents et émis. La fonction R_I est normalisée de telle sorte que (Mihalas 1970, chapitre 2) :

$$\frac{1}{(4\pi)^2} \int d\Omega' \int d\Omega \int_0^\infty d\lambda' \int_0^\infty d\lambda R_I(\lambda', \Omega', \lambda, \Omega) = 1 \quad (4.16)$$

Pour l'étude de la raie Lyman- α , nous ferons l'hypothèse d'une redistribution complète en fréquence, c'est-à-dire que la fréquence du photon émis est indépendante de la fréquence du photon incident. Cette hypothèse est une bonne approximation pour décrire le cœur de la raie spectrale ($x \leq 3$) domaine sur lequel le profil d'absorption varie d'un facteur 10^4 (Mihalas 1970, chapitre 13). Cette hypothèse a été utilisée par Anderson et Hord (1974) pour analyser les données des missions Mariner 6 et 7. Pour l'étude du triplet de l'oxygène à 130.4 nm, les effets de redistribution en fréquence seront pris en compte.

IV.2) L'équation de transfert radiatif

IV.2a) Définition de l'équation de transfert radiatif

Dans le paragraphe précédent, la description de deux cas simples a permis d'illustrer l'effet de l'émission et de l'absorption dans une colonne de gaz de longueur L . Comme je l'ai indiqué, dans le cas de la diffusion résonante, chaque absorption est suivie d'une émission. Le milieu considéré est donc à la fois absorbant et émissif (Fig. 4.4).

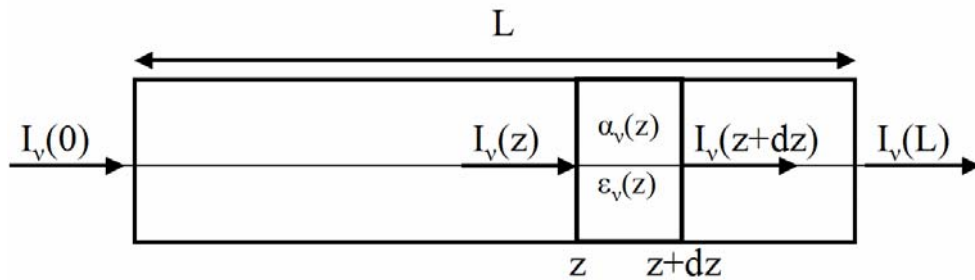


FIG. 4.4 – Colonne émissive et auto-absorbante

Le bilan d'énergie effectué sur une tranche élémentaire dz d'un milieu absorbant et émissif s'écrit :

$$I_v(z + dz) = I_v(z) \exp(-\alpha_v dz) + n(z) j_v(z) dz \quad (4.17)$$

4.2 L'équation de transfert radiatif

La tranche élémentaire est choisie suffisamment petite pour être considérée comme optiquement mince ($dz \ll 1/\alpha_v$), un développement limité du terme exponentiel à l'ordre 1 permet d'aboutir à l'équation de transfert radiatif :

$$\frac{dI_v}{dz} = -\alpha_v I_v + n(z) j_v(z) \quad (4.18)$$

Si l'on suppose que j_v est indépendant de I_v , la solution de cette équation s'obtient par la méthode de variation de la constante :

$$I_v(L) = I_v(0) \exp\left[-\int_{z=0}^{z=L} \alpha_v(z) dz\right] + \int_{z=0}^{z=L} n(z) j_v(z) \exp\left[-\int_{z'=z}^{z'=L} \alpha_v(z') dz'\right] dz \quad (4.19)$$

Le premier terme représente le rayonnement incident absorbé atténué par la traversée de la colonne et le second terme représente l'émissivité propre de la colonne. Le terme exponentiel du second membre traduit l'absorption du rayonnement propre de la colonne par elle-même. On reconnaît dans les termes exponentiels, les épaisseurs optiques (équation 4.4) entre 0 et L (premier membre) et entre z et L (second membre).

Ici nous avons considéré que l'axe de propagation des photons était z . Dans le cas plus général d'une direction de propagation Ω , l'équation de transfert radiatif s'écrit (Chandrasekhar 1950).

$$\Omega \cdot \nabla I_v(\mathbf{r}, \Omega) = -\sigma_v n(\mathbf{r}) I_v(\mathbf{r}, \Omega) + n(\mathbf{r}) j_v(\mathbf{r}, \Omega) \quad (4.20)$$

dont la solution générale est :

$$I_v(\mathbf{r}, \Omega) = \int n(\mathbf{r} + s\Omega) j_v(\mathbf{r} + s\Omega, \Omega) \exp[-\tau_v(\mathbf{r}, \mathbf{r} + s\Omega)] ds \quad (4.21)$$

Cette solution est valable à une constante près qui dépend des conditions limites.

Lorsque l'on s'intéresse à l'intensité intégrée sur une ligne de visée de direction Ω , s varie de 0 à l'infini et les photons détectés sont les photons se propageant dans la direction $-\Omega$.

Il faut donc considérer $j_v(\mathbf{r}, -\Omega)$. Dans la suite, on fait l'hypothèse d'une émission isotrope, donc j_v ne dépend que de \mathbf{r} . L'intensité totale s'obtient en sommant l'équation (4.21) sur les fréquences.

IV.2b) Source externe : photons solaires

○ Cas général

Je m'intéresse ici au cas le plus général du triplet de l'oxygène, le cas plus simple de la raie Lyman- α de l'hydrogène (qui n'est pas un multiplet). J'utiliserai la longueur d'onde plutôt que la fréquence pour décrire l'énergie des photons. Le lien entre l'intensité spécifique fréquentielle et l'intensité spécifique en longueur d'onde est donnée par : $I_\nu d\nu = I_\lambda d\lambda$

Je considère donc le diagramme d'énergie suivant :

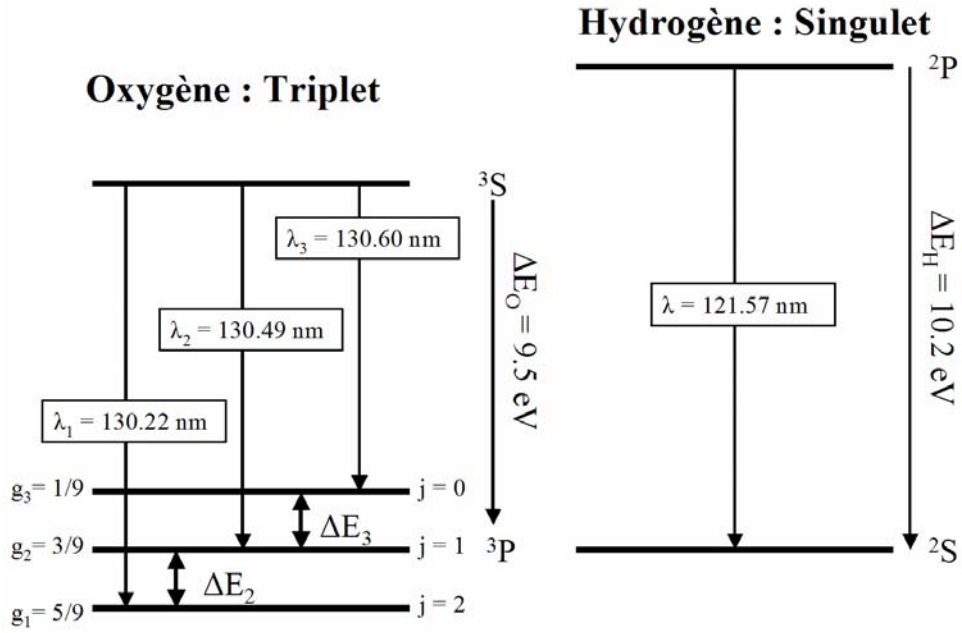


FIG. 4.5 – Diagrammes énergétiques de la raie 130.4 nm de l'oxygène (à gauche) et de la raie Lyman- α de l'hydrogène à 121.6 nm (à droite)

Je suppose que les populations relatives de l'état fondamental $O(^3P)$ de l'oxygène sont données par une distribution de Boltzmann :

$$p_i(\mathbf{r}) = \frac{g_i e^{-\frac{\Delta E_i}{kT(\mathbf{r})}}}{\sum_{k=1}^3 g_k e^{-\frac{\Delta E_k}{kT(\mathbf{r})}}} \quad (4.22)$$

où les termes g_k représentent les populations relatives pour une température infinie respectivement égale à : $1/9$; $3/9$; $5/9$ (Strickland et Donahue 1970), k est la constante de Boltzmann et $T(\mathbf{r})$ la température au point \mathbf{r} . Les termes ΔE_j représentent les écarts d'énergie entre le niveau $^3P_{3-j}$ et le niveau 3P_2 et sont donnés en fonction de la longueur d'onde des trois raies observables par :

$$\Delta E_i = \frac{hc}{\lambda_1} - \frac{hc}{\lambda_i} \quad (4.23)$$

La description donnée ici est basée sur le travail de Bush et Chakrabarti (1995) concernant l'émission Lyman- α , mais généralisée au cas du triplet de l'oxygène. L'émission Lyman- α peut être considérée comme un cas limite : $p_I = I$.

- Equation générale

L'intensité spécifique de la raie i , à la longueur d'onde λ , se propageant dans la direction Ω au point \mathbf{r} solution de l'équation de transfert de rayonnement est donnée par :

4.2 L'équation de transfert radiatif

$$I_{\lambda,i}(\mathbf{r}, \Omega) = I_{\lambda,i}(\mathbf{r}_\infty, \delta(\mathbf{e}_x)) e^{-\tau_{\lambda,i}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_\infty)} + \int_{s=0}^{s=\infty} \varepsilon_{\lambda,i}(\mathbf{r}', \Omega) e^{-\tau_{\lambda,i}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')} ds \quad (4.24)$$

où $I_{\lambda,i}(\mathbf{r}_\infty, \delta(\mathbf{e}_x))$ représente l'intensité solaire à la longueur d'onde λ incidente sur Mars. (En utilisant le référentiel d'étude défini au chapitre précédent.). Cette intensité est dirigée du Soleil vers Mars, $\mathbf{r}' = \mathbf{r} + s\Omega$.

Dans le cas présenté ici, le coefficient d'absorption totale ou d'extinction (et par linéarité l'épaisseur optique) peut se décomposer en deux termes, le coefficient d'auto-absorption par les atomes d'oxygène ($\alpha_{i,\lambda}^{diff}$) et le coefficient d'absorption par les molécules de CO₂ (α_i^{abs}) supposé dans la suite indépendant de la longueur d'onde pour une raie donnée, mais variant selon la raie considérée.

$$\alpha_{\lambda,i}^{ext}(\mathbf{r}) = \alpha_i^{abs}(\mathbf{r}) + \alpha_{\lambda,i}^{diff}(\mathbf{r}) = \sigma_{co_2,i} \times n_{co_2}(\mathbf{r}) + p_i(\mathbf{r}) \times n_O(\mathbf{r}) \times \sigma_{O,i,\lambda}(\mathbf{r}) \quad (4.25)$$

L'émissivité $\varepsilon_{\lambda,i}$ en \mathbf{r} , dans la direction Ω , due à la diffusion multiple, est égale à l'intensité totale (intégrée en longueurs d'onde et sommée sur les raies), moyennée sur toutes les directions et pondérée par le profil d'absorption spectrale, la fonction de redistribution en longueurs d'onde R et la probabilité que le photon réémis soit réémis dans la raie i (Bush et Chakrabarti 1995, généralisé dans le cas d'un triplet).

$$\varepsilon_{\lambda,i}(\mathbf{r}, \Omega) = \frac{p_i}{4\pi} \int_0^\infty d\lambda' \int d\Omega' \sum_{j=1}^{j=3} R_j(\mathbf{r}, \lambda, \lambda', \Omega, \Omega') \alpha_{\lambda',j}^{diff}(\mathbf{r}) I_{\lambda',j}(\mathbf{r}, \Omega') \quad (4.26)$$

Ici R_j est défini comme la probabilité qu'un photon de longueur d'onde λ se propageant dans la direction Ω et émis dans la raie j ait une longueur d'onde λ' et se propage dans la direction Ω' . R_j diffère donc de la fonction R_I donnée en (4.15). La relation entre R_j et $R_{I,j}$ est (Bush et Chakrabarti 1995).

$$R_j(\mathbf{r}, \lambda, \lambda', \Omega, \Omega') = \frac{R_{I,j}(\lambda, \lambda', \Omega, \Omega')}{\int \frac{d\Omega}{4\pi} \int_0^\infty d\lambda R_{I,j}(\lambda, \lambda', \Omega, \Omega')} \quad (4.27)$$

Si l'on remplace, dans cette équation, l'intensité spécifique par la solution de l'équation du transfert de rayonnement (4.24), on obtient :

$$\varepsilon_{\lambda,i}(\mathbf{r}, \Omega) = \varepsilon_{0,\lambda,i}(\mathbf{r}, \Omega) + \varepsilon_{m,\lambda,i}(\mathbf{r}, \Omega) \quad (4.28)$$

Le premier terme, $\varepsilon_{0,\lambda,i}(\mathbf{r})$, représente le terme de simple émission ou terme primaire, c'est l'émissivité due à la diffusion (dans toutes les directions) des photons sources en provenance du soleil.

$$\varepsilon_{0,\lambda,i}(\mathbf{r}, \Omega) = \frac{p_i}{4\pi} \int_0^\infty d\lambda' \int d\Omega' \sum_{j=1}^{j=3} R_j(\mathbf{r}, \lambda, \lambda', \Omega, \Omega') \alpha_{\lambda',j}^{diff}(\mathbf{r}) I_{\lambda',j}(\mathbf{r}_\infty, \delta(\mathbf{e}_x)) \exp[-\tau_{\lambda',j}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_\infty)] \quad (4.29)$$

Le second terme $\varepsilon_{m,\lambda,i}(\mathbf{r})$ représente le terme de diffusion multiple et prend en compte les photons issus de toutes les directions de l'espace.

Chapitre 4 : Le transfert de rayonnement

$$\varepsilon_{m,\lambda,i}(\mathbf{r},\Omega) = \frac{p_i}{4\pi} \int_0^\infty d\lambda' \int d\Omega' \sum_{j=1}^3 R_j(\mathbf{r},\lambda,\lambda',\Omega,\Omega') \alpha_{\lambda,j}^{diff}(\mathbf{r}) \int_{s=0}^{s=\infty} \varepsilon_{\lambda',j}(\mathbf{r}',\Omega') \exp[-\tau_{\lambda',j}(\mathbf{r},\mathbf{r}')] ds \quad (4.30)$$

Avec $\mathbf{r}' = \mathbf{r} + s\Omega'$

L'intensité du rayonnement solaire est unidirectionnel, l'intégration sur Ω' permet d'exprimer le terme primaire en fonction du flux solaire (équation 4.2).

$$\varepsilon_{0,\lambda,i}(\mathbf{r},\Omega) = \frac{p_i}{4\pi} \int_0^\infty d\lambda' \sum_{j=1}^3 R_j(\mathbf{r},\lambda,\lambda',\Theta) \alpha_{\lambda',j}^{diff}(\mathbf{r}) (\pi F_{\lambda',j}) \exp[-\tau_{\lambda',j}(s\mathbf{e}_x)] \quad (4.31)$$

où $s = (\mathbf{r} \cdot \mathbf{e}_x) / \cos\Theta$ (distance entre le soleil à l'infini et le point \mathbf{r}) et Θ est l'angle entre la direction Ω et l'axe \mathbf{e}_x .

L'intensité intégrée sur une ligne de visée de l'instrument SPICAM, situé en un point \mathbf{r} et dont la direction est \mathbf{u} , s'obtient en intégrant l'intensité de chaque longueur d'onde et en sommant sur les trois raies :

$$I_{tot}(\mathbf{r},\mathbf{u}) = \sum_{i=1}^3 \int_0^\infty I_{\lambda,i}(\mathbf{r},\mathbf{u}) d\lambda \quad (4.32)$$

où $I_{\lambda,i}(\mathbf{r},\mathbf{u})$ est donnée par l'équation (4.24).

Si l'on suppose que la direction de la ligne de visée n'est pas \mathbf{e}_x (on ne pointe pas vers le soleil), le terme solaire direct est nul dans cette direction et seule l'intensité diffusée dans l'atmosphère sera vue par l'instrument.

Par linéarité de l'intensité avec l'émissivité, chaque intensité intégrée $I_{\lambda,i}(\mathbf{r},\mathbf{u})$ peut alors être décomposée en un terme primaire et un terme multiple obtenus en remplaçant l'émissivité dans l'équation (4.24) par l'émissivité primaire plus l'émissivité multiple (équation 4.28) :

$$I_{0,\lambda,i}(\mathbf{r},\Omega) = \int_0^\infty \varepsilon_{0,\lambda,i}(\mathbf{r} + s\Omega, -\Omega) \exp[-\tau_{\lambda,i}(\mathbf{r}, \mathbf{r} + s\Omega)] ds \quad (4.33)$$

$$I_{m,\lambda,i}(\mathbf{r},\Omega) = \int_0^\infty \varepsilon_{m,\lambda,i}(\mathbf{r} + s\Omega, -\Omega) \exp[-\tau_{\lambda,i}(\mathbf{r}, \mathbf{r} + s\Omega)] ds \quad (4.34)$$

Toute la difficulté de ce problème réside dans la détermination de l'émissivité spectrale en tout point de l'atmosphère, c'est à dire dans la résolution des équations intégrales (4.29) et surtout (4.30).

- Milieu optiquement mince

Dans toute la suite, on suppose que la diffusion est isotrope, c'est-à-dire que $g(\mathbf{n},\mathbf{n}') = 1$.

Si l'on suppose que le milieu est optiquement mince, le terme de diffusion multiple est nul ou négligeable.

L'émissivité $\varepsilon_{i,\lambda}(\mathbf{r})$ intégrée sur toutes les directions représente le nombre de photons émis en un point \mathbf{r} dans la raie i et à la longueur d'onde λ par seconde et par unité de volume.

4.2 L'équation de transfert radiatif

L'émissivité intégrée sur les longueurs d'onde permet d'obtenir l'émissivité totale de chaque raie (nombre de photons émis dans la raie par seconde et par unité de volume).

En utilisant l'équation (4.31), on obtient, dans le cas optiquement mince ($\tau_{\lambda,j} = 0$) :

$$\varepsilon_{0,i}(\mathbf{r}) = p_i \int_0^\infty d\lambda' \sum_{j=1}^{j=3} \alpha_{\lambda',j}^{diff}(\mathbf{r}) (\pi F_{\lambda',j}) \int \frac{d\Omega}{4\pi} \int_0^\infty R_j(\mathbf{r}, \lambda, \lambda', \Theta) d\lambda \quad (4.35)$$

En utilisant l'équation 4.27, on constate que ce terme se simplifie (l'intégrale double sur la fonction de redistribution en fréquence donne 1) et l'on obtient :

$$\varepsilon_{0,i}(\mathbf{r}) = p_i n g_{exc} \quad (4.36)$$

où n est la densité de l'espèce considérée (hydrogène ou oxygène) et g_{exc} le facteur d'excitation qui représente le nombre d'atomes excités par seconde par l'ensemble des photons solaires du multiplet considéré. Il est donné par :

$$g_{exc}(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^{j=3} p_j(\mathbf{r}) \sigma_{0,j}(\mathbf{r}) \Delta\lambda_{D,j} \int_{-\infty}^{+\infty} (\pi F_{\lambda',j}) e^{-x'^2} dx' = \sum_{j=1}^{j=3} g_{exc,j} \quad (4.37)$$

où $g_{exc,j}$ représente le nombre d'atomes excités par les photons de la raie solaire j .

On appelle fonction source $S_{0,i}(\mathbf{r})$, le rapport entre l'émissivité volumique et le facteur d'excitation. La fonction source est homogène à une densité et, d'après l'équation (4.36) elle est égale au produit de la densité par la population relative de l'état énergétique i lorsque le milieu est optiquement mince.

- Hypothèse de redistribution complète en fréquence et diffusion isotrope

Si l'on se place dans l'hypothèse de redistribution complète en fréquence, la fonction R_l (équation 4.15) se simplifie et est remplacée par la fonction R_0 :

$$R_{0,j}(\lambda, \lambda', \Omega, \Omega') = \frac{1}{\pi} \exp\left[-\frac{(\lambda - \lambda_{0,j})^2}{\Delta\lambda_{D,j}^2}\right] \exp\left[-\frac{(\lambda' - \lambda_{0,j})^2}{\Delta\lambda_{D,j}^2}\right] \quad (4.38)$$

Dans le cas de l'oxygène, on peut supposer que $R_{0,j}$ est indépendante de la raie, $R_{0,j} = R_0$ car $\lambda_{0,j} \sim \lambda_0 \sim 130.4$ nm et par conséquent $\Delta\lambda_{D,j} \sim \Delta\lambda_D$ (équation 4.6) et d'après l'équation 4.27, la fonction R s'écrit :

$$R(\lambda, \lambda', \Omega, \Omega') = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2} \quad (4.39)$$

Les termes d'émissivité primaire et multiple s'écrivent alors :

$$\varepsilon_{0,\lambda,i}(\mathbf{r}, \Omega) = \frac{p_i}{4\pi} \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2} n(\mathbf{r}) \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \sum_{j=1}^{j=3} \Delta\lambda_{D,j} p_j(\mathbf{r}) \sigma_{0,j}(\mathbf{r}) e^{-x'^2} (\pi F_{\lambda',j}) \exp[-\tau_{\lambda',j}(s\mathbf{e}_x)] \quad (4.40)$$

Chapitre 4 : Le transfert de rayonnement

$$\varepsilon_{m,\lambda,i}(\mathbf{r},\Omega) = \frac{p_i}{4\pi\sqrt{\pi}} e^{-x^2} n(\mathbf{r}) \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int d\Omega' \sum_{j=1}^{j=3} \Delta\lambda_{D,j} p_j \sigma_{0,j} e^{-x'^2} \int_{s=0}^{s=\infty} \varepsilon_{\lambda',j}(\mathbf{r}',\Omega') \exp[-\tau_{\lambda',j}(\mathbf{r},\mathbf{r}')] ds \quad (4.41)$$

Dans ce cas l'émissivité a un profil gaussien, ce qui n'est pas le cas lorsque l'on considère une redistribution partielle en fréquence.

On peut donc écrire l'émissivité sous la forme :

$$\varepsilon_{\lambda,i}(\mathbf{r},\Omega) = \frac{e^{-x^2}}{\Delta\lambda_{D,i}\sqrt{\pi}} \varepsilon_i(\mathbf{r},\Omega) \quad (4.42)$$

- Fonctions de Holstein

Si l'on considère, en plus d'une redistribution complète en fréquence, que l'atmosphère est isotherme, alors la fréquence normalisée x ne dépend pas de la position \mathbf{r} . Si l'on suppose aussi que les raies solaires sont plates dans le domaine fréquentiel étudié : $(\pi F_{0,\lambda,j}) = (\pi F_{0,j})$, alors, en utilisant l'équation (4.42), les équations (4.40) et (4.41) se simplifient sous la forme :

$$\varepsilon_{0,\lambda,i}(\mathbf{r},\Omega) = \frac{p_i}{4\pi\Delta\lambda_{D,i}\sqrt{\pi}} e^{-x^2} n(\mathbf{r}) \sum_{j=1}^{j=3} g_{exc,j} T(\tau_{sol,j}) \quad (4.43)$$

$$\varepsilon_{m,\lambda,i}(\mathbf{r},\Omega) = \frac{p_i}{4\pi\Delta\lambda_{D,i}\sqrt{\pi}} e^{-x^2} n(\mathbf{r}) \sum_{j=1}^{j=3} p_j \sigma_{0,j} \int d\Omega' \int_{s=0}^{s=\infty} \varepsilon_j(\mathbf{r}',\Omega') G(\tau_j(\mathbf{r},\mathbf{r}')) ds \quad (4.44)$$

$\tau_{sol,j}$ représente l'épaisseur optique solaire (épaisseur optique entre le Soleil et le point \mathbf{r}) de la raie j . Les fonctions T et G sont les fonctions de Holstein (Holstein 1947) et sont définies par :

$$T(\tau) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} e^{-\tau e^{-x^2}} dx \quad (4.45)$$

$$G(\tau) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2x^2} e^{-\tau e^{-x^2}} dx \quad (4.46)$$

T est appelée fonction de transmission de Holstein ; lorsque le milieu est optiquement mince, $T(0)=1$; lorsque le milieu est très épais, $T(\infty)=0$. $G(\tau)d\tau$ peut être interprété comme la probabilité qu'un photon soit émis en un point du gaz et soit absorbé après avoir traversé $\tau+d\tau$. (Quémérais et Bertaux 1993).

D'après les équations (4.40) et (4.41), l'émissivité est isotrope. On a donc $\varepsilon_{i,\lambda}(\mathbf{r},\Omega) = \varepsilon_{i,\lambda}(\mathbf{r})/4\pi$. En utilisant cette équation, on peut exprimer l'intensité intégrée sur la ligne de visée pour une longueur d'onde donnée et pour une raie donnée par :

$$I_{\lambda,i}(\mathbf{r},\Omega) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda,i}(\mathbf{r} + s\Omega) \exp[-\tau_{\lambda,i}(\mathbf{r},\mathbf{r} + s\Omega)] ds \quad (4.47)$$

4.2 L'équation de transfert radiatif

L'intensité intégrée sur les longueurs d'onde d'une raie i s'obtient en utilisant (4.42) et (4.47), on obtient :

$$I_i(\mathbf{r}, \Omega) = \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty \varepsilon_i(\mathbf{r} + s\Omega) T(\tau(\mathbf{r}, \mathbf{r} + s\Omega)) e^{-\tau_{CO_2,i}} ds \quad (4.48)$$

IV.2c) Présence d'une source interne : photons émis par impact de photoélectrons

Dans le cas d'une source interne, seul le terme d'émission primaire est modifié. Si l'on considère que la source provient de l'excitation par impact des photoélectrons sur l'espèce atomique considérée (c'est le cas pour la raie 130.4 nm de l'oxygène), alors le terme de production primaire sera donné par le taux de production d'excitation par impact électronique. L'émission sera a priori isotrope et la fréquence du photon émis suivra le profil d'émission naturel de l'espèce supposé gaussien dans toute cette étude. On aura donc :

$$\varepsilon_{0,\lambda,i}(\mathbf{r}, \Omega) = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{-x^2}}{\Delta\lambda_{D,i} \sqrt{\pi}} \eta(\mathbf{r}) \quad (4.49)$$

où $\eta(\mathbf{r})$ est le nombre d'excitations par impact des photoélectrons, par unité de temps et de volume.

Si l'on suppose maintenant que l'on a une source interne et une source externe d'excitation des atomes, le terme d'émission primaire total sera égale à la somme des termes primaires interne et externe donnés par les équations (4.31) et (4.49). Le terme d'émission multiple sera égal à la somme des termes de diffusion multiple due aux photons solaires et des photons émis par impact photoélectronique. La linéarité de l'intensité intégrée avec l'émissivité fait que le problème du transfert de rayonnement peut être résolu indépendamment pour la source interne et la source externe. L'intensité totale est alors donnée par la somme des deux contributions. La méthode utilisée pour déterminer l'intensité intégrée se fait en deux étapes, dans une première étape on détermine l'émissivité en tout point de l'espace en résolvant l'équation (4.30) (simplifiée selon les hypothèses faites dans le modèle). Puis, dans une seconde étape on détermine l'intensité intégrée sur la ligne de visée en utilisant les équations (4.32), (4.33) et (4.34). La méthode permettant de déterminer l'intensité intégrée est basée sur une simple discrétisation des équations (4.33) et (4.34) où pour chaque longueur d'onde et chaque raie on calcule de proche en proche l'intensité provenant de l'infini jusqu'à l'instrument en incrémentant à chaque pas les épaisseurs optiques.

Les deux paragraphes suivant présentent deux modèles différents utilisés pour résoudre les équations (4.40) et (4.41) et ainsi déterminer l'émissivité en tout point de l'atmosphère.

IV.3) Le modèle itératif

IV.3a) Hypothèse et équations de base

Ce modèle permet de déterminer l'émissivité en tout point de l'atmosphère en résolvant l'équation (4.30) simplifiée.

Le code a été développé par J-L Bertaux du Service d'aéronomie durant sa thèse pour l'étude de la géocouronne (Bertaux 1974). Je l'ai réécrit entièrement en fortran 90, en adaptant la

Chapitre 4 : Le transfert de rayonnement

lecture des profils de densité d'hydrogène en entrée. Dans ce modèle, on fait les hypothèses simplificatrices suivantes :

- Diffusion isotrope
- Redistribution complète en fréquence
- Atmosphère isotherme
- Profil d'absorption Doppler
- Raie solaire plate

J'ai utilisé ce modèle pour étudier les émissions Lyman- α exosphériques observées par SPICAM. Les résultats seront présentés dans le chapitre 5. Dans tout ce paragraphe je considérerai le cas de l'émission Lyman- α formée d'une seule raie à 121.6 nm. Dans ce cas, les équations principales du problème sont :

- La fonction primaire $S_0(\mathbf{r}) = \varepsilon_0(\mathbf{r})/g_{exc}$ obtenue en intégrant l'équation (4.43) sur toutes les directions et sur les longueurs d'onde et en divisant par le facteur d'excitation déduit de l'équation (4.37) :

$$g_{exc} = (\pi F_0) \sigma_0 \Delta \lambda_D \sqrt{\pi} \quad (4.50)$$

$$S_0(\mathbf{r}) = n(\mathbf{r}) T(\tau_{sol}) e^{-\tau_{CO_2}} \quad (4.51)$$

- La fonction source multiple, $S_m(\mathbf{r}) = \varepsilon_m(\mathbf{r})/g_{exc}$, est obtenue en intégrant l'équation (4.44) sur toutes les directions et sur les longueurs d'onde et en divisant par le facteur d'excitation :

$$S_m(\mathbf{r}) = n(\mathbf{r}) \sigma_0 \int \frac{d\Omega}{4\pi} \int_{s=0}^{s=\infty} S(\mathbf{r}') G(\tau_j(\mathbf{r}, \mathbf{r}') e^{-\tau_{CO_2}} ds \quad (4.52)$$

L'intégrale triple prend en compte l'intensité provenant de tous les points environnant sur l'émissivité au point \mathbf{r} considéré.

- L'intensité intégrée sur la ligne de visée donnée par l'équation (4.48)

$$I(\mathbf{r}, \Omega) = \frac{g_{exc}}{4\pi} \int_0^\infty S(\mathbf{r} + s\Omega) T(\tau(\mathbf{r}, \mathbf{r} + s\Omega)) e^{-\tau_{CO_2}} ds \quad (4.53)$$

IV.3b) Principe de la méthode itérative

L'algorithme de ce modèle a été détaillé par Bertaux (1974) et Quémerais et Bertaux (1993), je rappelle ici uniquement le principe de la méthode.

L'équation (4.52), discrétisée sur une trame en altitude et en angle solaire zénithal, peut être écrite sous la forme matricielle :

$$\mathbf{S} = \mathbf{S}_0 + [\mathbf{A}] \cdot \mathbf{S} \quad (4.54)$$

4.3 Le modèle itératif

Dans cette équation, \mathbf{S} est un vecteur dont la taille est égale au produit du nombre de points sur la trame en altitude par le nombre de points sur la trame en angle solaire zénithal choisies. La matrice $[\mathbf{A}]$ de terme général noté $a_{i,j}$ est appelée matrice d'influence. Ceci se comprend à partir de (4.52) où l'on voit que la fonction source au point P_i est due à la somme des différentes contributions issues de tous les points P_j . La contribution d'un point P_j est donc égale à $a_{i,j}$ multiplié par la fonction source en ce point. Si on note $d\Omega_{i,j}$ l'élément solide d'angle solide sous lequel P_i voit P_j , n_i la densité au point P_i et τ_{ij} l'épaisseur optique entre les deux points, on peut alors exprimer la valeur de a_{ij} en utilisant l'équation (4.52). Toutefois, il faut se rappeler que l'intégrale se fait sur trois dimensions. Donc, comme en symétrie cylindrique, chaque (r_i, θ_j) correspond à un tore dont l'axe est identique à l'axe Soleil-Mars, il faut tenir compte de toutes les lignes de visées issues de P_i et qui intersectent le tore associé à P_j . Le coefficient $a_{i,j}$ s'obtient alors par sommation sur les lignes de visées possibles.

$$a_{ij} = \sum_{\Omega_{ij}} \sigma_0 n_i \frac{d\Omega_{ij}}{4\pi} G(\tau_{ij}) ds_j \quad (4.55)$$

La relation 4.53 est facile à inverser (formellement) et on obtient :

$$\mathbf{S} = \left(\sum_{i=0}^{i=\infty} [\mathbf{A}]^i \right) \cdot \mathbf{S}_0 \quad (4.56)$$

L'utilisation d'une approche itérative pour résoudre cette équation plutôt que l'inversion matricielle permet de gagner du temps de calcul (la matrice à inverser n'a *a priori* aucune symétrie particulière) et aussi de pouvoir estimer les termes d'ordre multiple successifs (terme secondaire, tertiaire, ...).

La relation de récurrence s'écrit :

$$\mathbf{S}_{n+1} = \mathbf{S}_0 + [\mathbf{A}] \cdot \mathbf{S}_n \quad (4.57)$$

L'existence d'une limite de la suite (\mathbf{S}_n) impose que la norme de $\mathbf{S}_{n+1} - \mathbf{S}_n$ tende vers 0 lorsque n tend vers l'infini. Toutes les normes étant topologiquement équivalentes (on travaille dans un espace de dimension finie), on utilise la norme infinie. Le critère de convergence utilisé en pratique est :

$$\max_{(i)} \left\{ \left| \frac{(\mathbf{S}_{n+1} - \mathbf{S}_n)_i}{(\mathbf{S}_n)_i} \right| \right\} \leq 10^{-6} \quad (4.58)$$

L'algorithme de la méthode est présenté en détail par Bertaux (1974). La détermination de la matrice d'influence $[\mathbf{A}]$ est la partie la plus consommatrice en temps de calcul.

IV.3c) Application à l'exosphère martienne

Le paragraphe donne un exemple de résultat obtenu à l'aide de cette méthode pour déterminer la fonction source en tout point de l'atmosphère.

Le domaine d'étude se situe entre 80 et 50 000 km d'altitudes. Au-dessous de 80 km, le rayonnement est supposé être totalement absorbé par le CO_2 ce qui est justifié par le fait qu'à

Chapitre 4 : Le transfert de rayonnement

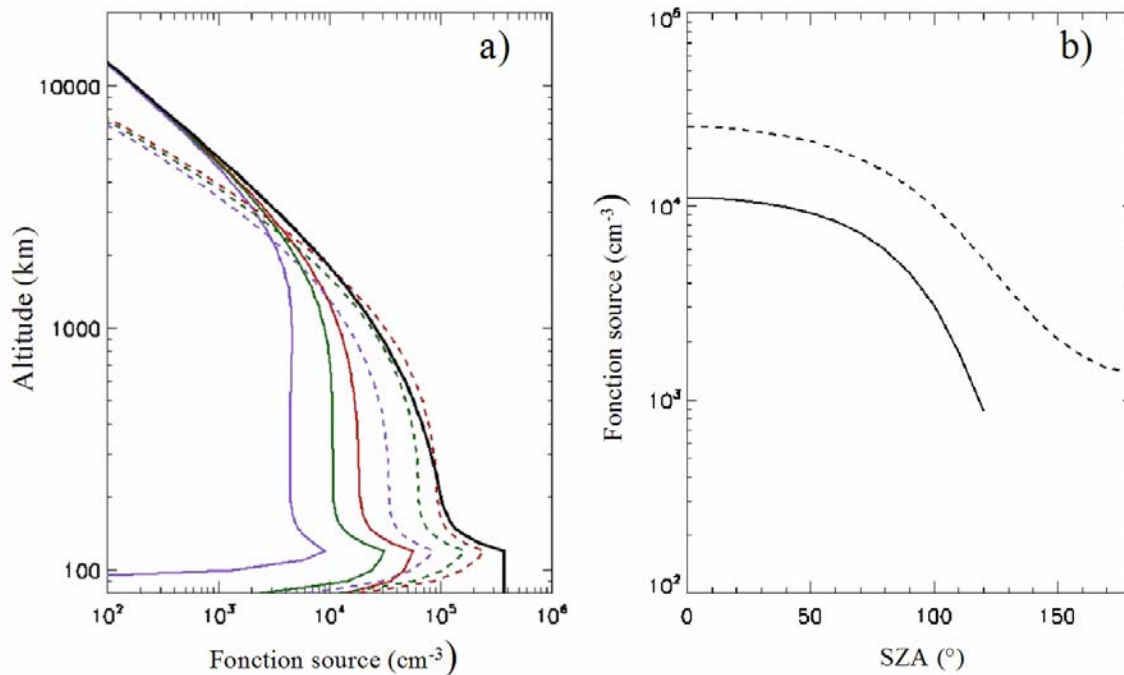
80 km $\tau_{CO_2} > 1$ et que l'absorption croît exponentiellement avec la densité, elle même augmentant exponentiellement lorsqu'on descend dans l'atmosphère.

La trame en altitude contient 74 points dont 13 points répartis uniformément dans la thermosphère entre 80 et 200 km et 61 points répartis exponentiellement entre 200 et 50 000 km, le pas variant entre ~ 20 km et ~ 4000 km. Le profil de CO_2 entre 80 et 120 km est obtenu en résolvant l'équation de l'hydrostatique (voir Annexe B) et extrapolé linéairement entre 200 et 50 000 km (l'absorption par CO_2 dans l'exosphère de Mars est nulle du fait de la très faible densité en CO_2 et donc le profil exosphérique de CO_2 utilisé n'a aucune importance.)

Entre 80 et 120 km, le profil de densité d'hydrogène est supposé avoir une échelle de hauteur infinie (pour représenter de façon grossière la production d'hydrogène) ; Dans l'étude présentée dans le chapitre suivant, cette partie de l'atmosphère a une influence négligeable. Entre 120 et 200 km, le profil de densité d'hydrogène est obtenu en résolvant l'équation de la diffusion (voir Annexe A1). Le profil exosphérique d'hydrogène est obtenu en utilisant une approche de Chamberlain sans particules satellites (Annexe A) ; les paramètres utilisés pour la détermination des profils d'hydrogène sont les suivants : une température à l'exobase de 200 K et une densité d'hydrogène à l'exobase de $1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$. Les profils de densité correspondent à ceux présentés dans les annexes A1 et A2.

La figure 4.6a représente le terme source primaire $S_0(r, SZA)$ et multiple $S_m(r, SZA)$ en fonction de l'altitude à $SZA=0, 60$ et 90° . La courbe noire représente le profil de densité d'hydrogène. Pour ce modèle la diffusion multiple domine jusque des altitudes voisines de 2000 km du côté jour. On peut vérifier qu'à hautes altitudes, le terme source primaire est égal à la densité, tandis que le terme source multiple devient négligeable en accord avec un milieu devenu optiquement mince.

La figure 4.6b représente les variations des fonctions sources primaire et multiple en fonction de l'angle solaire zénithal à 1000 km d'altitude. Pour ce modèle, à 1000 km, le terme multiple domine à tous les angles solaires zénithaux. On observe une rapide (facteur 10) diminution de l'émissivité entre $SZA = 60^\circ$ et $SZA = 120^\circ$, tandis que pour des SZA inférieurs à 60° , l'émissivité diminue peu (moins de 50%).



4.3 Le modèle itératif

FIG. 4.6 – (a) Variation des fonctions sources primaire (trait continu) et multiple (trait discontinu) de l'émission Lyman- α avec l'altitude à différents SZA (0° en rouge, 60° en vert et 90° en bleu). Le profil de densité utilisé est représenté en noir. Pour ce profil de densité, le milieu devient optiquement mince au-dessus de 4000 km. (b) variation des fonctions sources primaire (trait continu) et multiple (trait discontinu) de l'hydrogène vers 1000 km en fonction de l'angle solaire zénithal. Le terme de diffusion multiple permet d'expliquer l'existence d'une émission Lyman- α du côté nuit de Mars.

La figure 4.7a représente l'évolution du terme source S_i en fonction de i à SZA= 0° et à une altitude de 1000 km. Pour ce modèle 36 itérations sont nécessaires avant de vérifier le critère de convergence défini par (4.58). Plus la densité est importante et le plus le nombre d'itérations sera nécessaire comme le montre la figure 4.7b représentant le nombre d'itération en fonction de la densité à l'exobase considérée pour des températures à l'exobase de 200 K et 400 K. Pour une densité d'hydrogène à l'exobase donnée, lorsque la température augmente, l'échelle de hauteur et donc la quantité d'hydrogène contenue dans l'atmosphère ce qui augmente le nombre de diffusion.

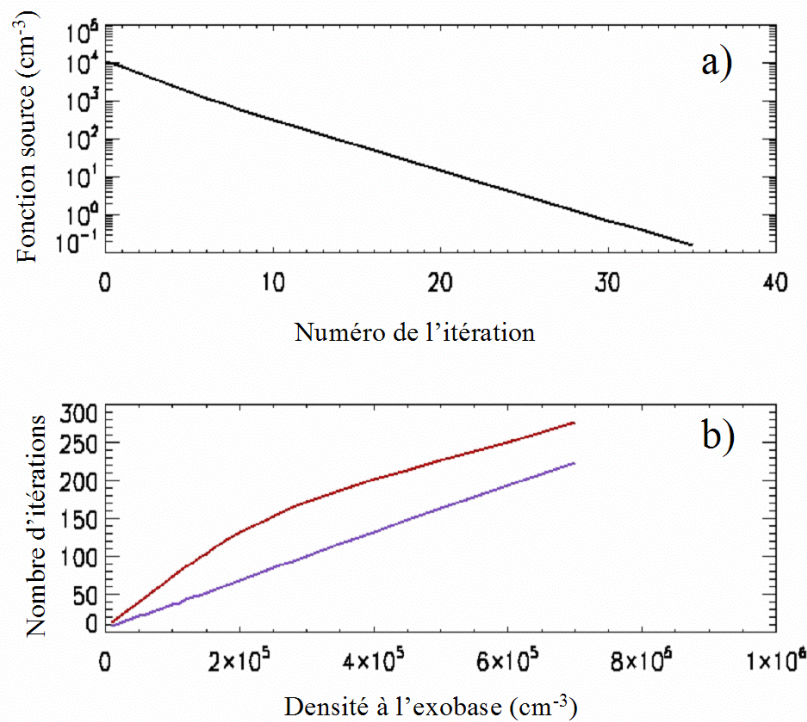


FIG. 4.7- (a) Evolution du terme source (non cumulé) en fonction de l'itération à SZA= 0° vers 1000 km pour le modèle décrit. Pour ce modèle, 36 itérations sont nécessaires avant que le critère de convergence (Eq. 4.58) soit vérifié. (b) Nombre d'itérations nécessaires pour que le critère de convergence soit vérifié en fonction de la densité à l'exobase pour une température à l'exobase de 200 K (bleu) et de 400 K (rouge).

IV.4) Le modèle Monte Carlo

IV.4a) Hypothèses du modèle

Le modèle de transfert de rayonnement présenté dans ce paragraphe est basé sur un modèle développé par Eric Quémerais au Service d'aéronomie pour l'étude de l'émission Lyman- α interplanétaire et la préparation des observations de l'instrument SWAN sur SOHO (Quémerais 1993 ; 2000). J'ai adapté ce code à l'étude d'un environnement planétaire (la

Chapitre 4 : Le transfert de rayonnement

haute atmosphère de Mars) pour le triplet de l'oxygène à 130.4 nm dont l'étude sera détaillée dans le chapitre 6.

L'avantage du modèle Monte Carlo par rapport au modèle itératif précédent vient essentiellement de la possibilité de modifier facilement les hypothèses initiales et en particulier celles contraignantes d'atmosphère isotherme et de redistribution complète en fréquence. L'utilisation de ce modèle pour l'étude de la raie d'oxygène se justifie pour plusieurs raisons : d'une part le couplage des trois raies (équations (4.30) et (4.31)) fait que l'émissivité de chacune des raies ne peut pas être modélisée de façon indépendante. D'autre part la quantité d'atomes d'oxygène est plus importante que la quantité d'hydrogène et je m'intéresse aux observations obtenues à plus basses altitudes (au-dessous de 500 km). Dans cette région la température n'est pas constante et donc la population relative des états 3P va varier en fonction de l'altitude. Il est donc nécessaire de prendre en compte cette variation de température avec l'altitude. Enfin les effets de redistribution en fréquence ne sont pas négligeables pour l'étude de cette raie (Meier et Lee 1982).

Les hypothèses utilisées dans ce modèle sont donc moins restrictives que celles du modèle précédent et sont résumées ci dessous :

- Diffusion isotrope
- Redistribution partielle en fréquence moyennée angulairement
- Profil d'absorption Doppler
- Raies solaires plates

J'ai utilisé ce modèle pour l'étude du transfert de rayonnement dû à l'excitation de l'oxygène par les photons solaires et à l'excitation par impact des photoélectrons. La description des termes sources (raies solaires et facteur d'excitation par impact des photoélectrons) sera détaillée dans le chapitre 6. Ici je ne donne que l'algorithme général du modèle permettant de calculer l'émissivité spectrale de chacune des raies en tout point de l'espace.

Dans ce modèle, comme dans les modèles Monte Carlo déjà décrits au chapitre 2 pour la modélisation de l'exosphère de Mars et de son interaction avec le vent solaire, le principe est de suivre plusieurs millions de particules test représentant chacune un nombre de photon W émis par seconde (poids de la particule test). Dans la suite, je parlerai de photons pour désigner une particule test. Les limites inférieures de la trame en altitude (80 et 1000 km) seront notées z_{min} et z_{max} et je note R_{min} et R_{max} les valeurs minimales et maximales de la distance par rapport au centre de Mars correspondant à ces altitudes. Au-dessous de 80 km, le milieu est supposé être complètement absorbant et au dessus de 1000 km, je suppose qu'il n'y a pas d'oxygène.

IV.4b) Algorithme

○ Photon initial

- Position du photon initial

Les caractéristiques du photon initial dépendent de la source décrite.

Dans le cas de la source solaire, la position du photon solaire initial est choisie aléatoirement à l'aide d'une distribution uniforme dans un disque de R_{max} de rayon dont le centre a pour coordonnées (dans le repère d'étude décrit à la fin du chapitre 3) $[R_{max}, 0, 0]$. La détermination de l'intersection entre la droite d'axe e_x et la sphère de rayon R_{max} permet alors de déterminer la position initiale du photon dans le domaine d'étude où le milieu est supposé contenir de l'oxygène. Le poids d'un photon est fixé arbitrairement à 1. On verra dans la suite que la

4.4 Le modèle Monte Carlo

valeur peut être choisie arbitrairement lorsque les raies solaires sont plates.

Dans le cas de la source par impact des photoélectrons, la position initiale est déterminée en utilisant une distribution uniforme en altitude et en SZA et en prenant un poids pour chaque photon égal à la production primaire $\eta(\mathbf{r}) \times V$ où V à la dimension d'un volume et ne dépend pas de \mathbf{r} . On verra dans la détermination de l'émissivité que la valeur de V n'a aucune importance. On suppose que le profil d'émission primaire est un profil gaussien dont la température est la température locale. (Stewart et al. 1992)

Les coordonnées sphériques sont donc déterminées selon la procédure suivante :

$$\begin{aligned} r &= \sqrt[3]{R_{\min}^3 + \rho_1(R_{\max}^3 - R_{\min}^3)} \\ \theta &= \arccos(1 - 2\rho_2) \\ \varphi &= 2\pi\rho_3 \end{aligned} \quad (4.59)$$

Dans ces équation ρ_1 , ρ_2 et ρ_3 sont des nombres aléatoires, distribués uniformément entre 0 et 1. Dans la suite, tous les termes ρ représenteront des nombres aléatoires de ce type.

La direction de propagation notée \mathbf{u} peut être définie par deux angles ou par les trois composantes cartésiennes (voir chapitre 3) $\mathbf{u} = (a, b, c)$ ou $\mathbf{u} = (\alpha, \beta)$. Elle est choisie de façon isotrope (à l'aide de deux équations similaires aux dernières équations de (4.59) qui permettent de déterminer les deux angles α et β).

○ Transition du photon initial

La détermination de la transition initiale du photon émis dans le cas de la source solaire se fait en utilisant les flux relatifs de chaque raie :

$$\begin{aligned} 0 < \rho_4 < \frac{\mathfrak{I}_1}{\mathfrak{I}} &: \text{raie 1} \\ \frac{\mathfrak{I}_1}{\mathfrak{I}} < \rho_4 < \frac{\mathfrak{I}_1 + \mathfrak{I}_2}{\mathfrak{I}} &: \text{raie 2} \\ \frac{\mathfrak{I}_1 + \mathfrak{I}_2}{\mathfrak{I}} < \rho_4 < 1 &: \text{raie 3} \end{aligned} \quad (4.60)$$

où \mathfrak{I}_1 , \mathfrak{I}_2 et \mathfrak{I}_3 représentent les flux intégrés sur les longueurs d'onde des raies solaires 1, 2 et 3 considérées et $\mathfrak{I} = \mathfrak{I}_1 + \mathfrak{I}_2 + \mathfrak{I}_3$. Comme les raies solaires sont supposées être plates en fréquence (ce qui se justifie par le fait que les raies martiennes sont beaucoup plus étroites que les raies solaires) et que les largeurs des raies considérées : $5\Delta\lambda_{D,j}(T_{ref})$, où T_{ref} est une température de référence (température de l'exosphère martienne), sont quasiment identiques pour les trois raies, on peut utiliser le flux au centre de la raie plutôt que le flux intégré. Je préciserai la méthode utilisée pour déterminer les valeurs de \mathfrak{I}_1 , \mathfrak{I}_2 et \mathfrak{I}_3 dans le chapitre 6.

Dans le cas de l'excitation par l'impact d'un photoélectron, la transition du photon initial est choisie à l'aide d'une relation de type (4.60) dans laquelle les flux \mathfrak{I}_i sont remplacés par les populations relatives p_i , dont les valeurs dépendent de la température locale et sont obtenues en utilisant l'équation (4.22).

○ Fréquence du photon initial

Chapitre 4 : Le transfert de rayonnement

Dans le cas de la raie solaire plate, la fréquence normalisée est déterminée en utilisant une distribution uniforme, tandis que dans le cas de l'excitation par impact électronique, j'utilise une distribution gaussienne à l'aide de l'algorithme de Box et Muller. (Box et Muller 1958).

○ Epaisseur optique d'absorption

L'épaisseur optique avant la première diffusion est donnée par :

$$\tau_d = -\log(\rho_5) \quad (4.61)$$

Le photon est suivi le long de sa trajectoire rectiligne discrétisée en pas spatiaux variant en fonction de l'altitude égale à un tiers de la différence des deux points de la trame en altitude entourant l'altitude du point courant. Les épaisseurs optiques τ d'auto-absorption et d'absorption par le CO_2 , τ_{CO_2} , sont incrémentées à chaque pas et le poids du photon est mis à jour par les relations :

$$\tau + d\tau = \tau + \sigma_{i,ref} \sqrt{\frac{T_{ref}}{T(r)}} \times e^{-x \sqrt{\frac{T_i}{T(r)}}} n(r) \times p_i(r) \times ds(r) \quad (4.62)$$

$$\tau_{\text{CO}_2} + d\tau_{\text{CO}_2} = \tau_{\text{CO}_2} + \sigma_{\text{CO}_2,i} n_{\text{CO}_2}(r) \times ds(r) \quad (4.63)$$

$$W = W \times \exp(-d\tau_{\text{CO}_2}) \quad (4.64)$$

où $\sigma_{i,ref}$ est la section efficace au centre de la raie i à la température T_{ref} et T_i est la température de la région de production du photon ($T_i = T_{ref}$ pour un photon solaire), $n(r)$, $T(r)$, $n_{\text{CO}_2}(r)$, $p_i(r)$ représentent respectivement la densité d'oxygène, la température, la densité de CO_2 et la population relative absorbant la raie i au point courant $\mathbf{r} = (r, \theta, \phi)$.

Le photon est suivi jusqu'à ce

- (1) qu'il sorte du domaine,
- (2) qu'il soit absorbé par le CO_2 c'est à dire que son poids devienne inférieur à un poids limite : 1×10^{-9} pour l'étude de la source solaire et $1 \times 10^{-9} \times V$ pour l'étude de l'excitation par les photoélectrons (ce qui revient à ne pas prendre en compte les régions pour lesquelles la production est inférieure à $1 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$)
- (3) que l'épaisseur optique τ devienne supérieure à l'épaisseur optique τ_d (équation 4.61), le photon est alors absorbé et un autre photon est émis au même endroit.

Dans les deux premiers cas (photon sortant du domaine ou photon absorbé), on simule le photon suivant selon le processus que je viens de décrire. Dans le dernier cas (photon diffusé), il est nécessaire de déterminer les paramètres du photons émis et d'incrémenter les termes d'émissivité spectrale qui représentent les sorties du modèle.

○ Diffusion d'un photon

Lorsqu'une première diffusion se produit en (r, θ, ϕ) , on suppose que le photon émis se trouve à la même position que le photon absorbé et que l'émission est isotrope, c'est-à-dire que la direction du photon émis est donnée par :

4.4 Le modèle Monte Carlo

$$\begin{aligned}\Phi &= 2\pi\rho_6 \\ \Theta &= \arccos(1 - 2\rho_7)\end{aligned}\tag{4.65}$$

Θ est l'angle de diffusion et Φ le deuxième angle définissant la direction du photon émis. (voir figure 4.8). On passe facilement du couple (Θ, Φ) aux composantes cartésiennes, dans le repère d'étude, de la direction de propagation du photon émis (a', b', c') à l'aide des relations :

$$\begin{aligned}a' &= a \cos \Theta + d \sin \Theta \cos \Phi + g \sin \Theta \sin \Phi \\ b' &= b \cos \Theta + e \sin \Theta \cos \Phi + h \sin \Theta \sin \Phi \\ c' &= c \cos \Theta + f \sin \Theta \cos \Phi + k \sin \Theta \sin \Phi\end{aligned}\tag{4.66}$$

où (a, b, c) sont les coordonnées cartésiennes de la direction du photon absorbé ; (d, e, f) et (g, h, i) sont deux vecteurs construits de telle sorte que $\{(a, b, c) ; (d, e, f) ; (g, h, k)\}$ forme un trièdre direct orthonormé.

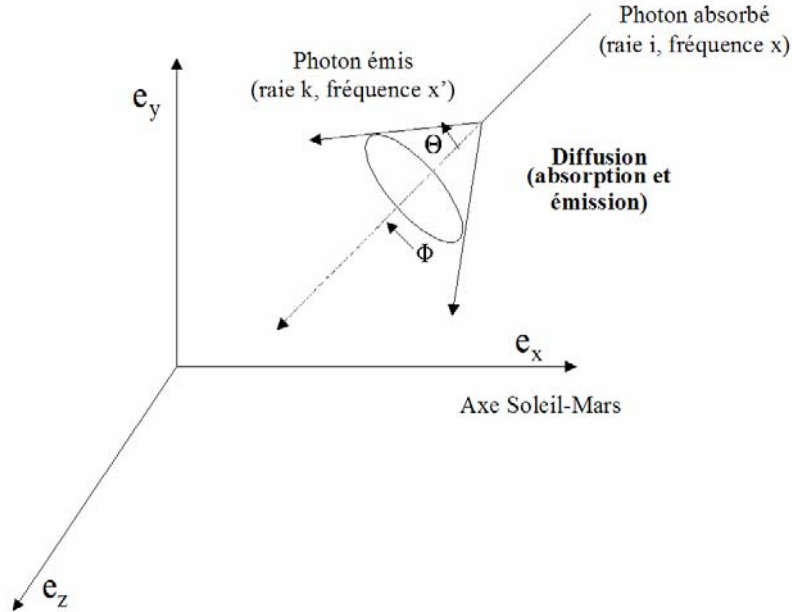


FIG. 4.8 – Géométrie de la diffusion d'un photon : le photon « initial » est absorbé, ce qui excite un atome d'oxygène ; cet atome d'oxygène se désexcite en émettant un photon « final ».

La transition k du photon émis est déterminée en utilisant les populations relatives des différents états 3P de l'oxygène et la fréquence normalisée du photon émis est obtenu en utilisant l'algorithme de Lee (1977) qui permet de simuler la fonction R_l définie en (4.15) : Les seuls atomes qui peuvent absorber le photon de longueur d'onde λ sont ceux qui le « voient » avec la longueur d'onde $\lambda_{0,i}$, c'est à dire les atomes dont la composante de la vitesse dans la direction de propagation du photon incident vérifie la relation :

Chapitre 4 : Le transfert de rayonnement

$$\lambda_{0,i} = \left(1 + \frac{V_1}{c}\right) \times \lambda \quad (4.67)$$

En remplaçant la longueur d'onde par la fréquence normalisée (équation 4.6), on obtient

$$x \left(\Delta\lambda_D(T_i) + \frac{V_1}{c} \Delta\lambda_D(T_i) \right) = \frac{\lambda_{0,i} \times V_1}{c} \quad (4.68)$$

Le second terme du membre de gauche est négligeable. Si l'on utilise une vitesse adimensionnée u_1 définie par :

$$V_1 = V_{th}(\mathbf{r}) \times u_1 \quad (4.69)$$

où V_{th} est la vitesse la plus probable à la température locale $T(r)$ (équation 0.3), on obtient

$$\frac{V_{th}}{\Delta\lambda_D} = \frac{c}{\lambda_{0,i}} \frac{\sqrt{2kT(\mathbf{r})/m}}{\sqrt{2kT_i/m}} = \frac{c}{\lambda_{0,i}} \sqrt{\frac{T(\mathbf{r})}{T_i}} \quad (4.70)$$

où, T_i est la température de la région où a été produit le photon, finalement la composante u_1 de la vitesse des atomes absorbant le photon est donnée par :

$$u_1 = x \times \sqrt{\frac{T_i}{T(\mathbf{r})}} \quad (4.71)$$

Soit u_2 la composante de la vitesse normalisée orthogonale à la direction de propagation du photon, cette vitesse peut être quelconque. Elle suit une distribution gaussienne et peut être déterminée en utilisant l'algorithme de Box et Muller. Soit u' la composante de la vitesse parallèle à la direction de propagation du photon émis de la vitesse normalisée. On a :

$$u' = u_1 \cos(\Theta) + u_2 \sin(\Theta) \quad (4.72)$$

La longueur d'onde λ' du photon dans le référentiel d'étude est :

$$\lambda'_k = \left(1 + \frac{u' \times V_{th}}{c}\right) \times \lambda' \quad (4.73)$$

λ'_k est la longueur d'onde du photon émis dans le référentiel de l'atome. En remplaçant λ' par la fréquence normalisée x' , on aboutit à une relation similaire à l'équation (4.70), sauf que cette fois la largeur Doppler de la raie est caractérisée par la température $T(r)$. On obtient donc :

4.4 Le modèle Monte Carlo

$$x' = u' = u_1 \cos \Theta + u_2 \sin \Theta = x \sqrt{\frac{T_i}{T(\mathbf{r})}} \cos \Theta + u_2 \sin \Theta \quad (4.74)$$

Cette équation montre que la redistribution partielle en fréquence représente une pondération entre la redistribution complète en fréquence (ou diffusion non cohérente) qui se produit rigoureusement lorsque $\Theta = \pi/2$ et une redistribution cohérente en fréquence qui se produit rigoureusement lorsque $\Theta = 0$ ou π .

Ensuite, on estime la contribution du photon émis à l'émissivité primaire (l'émissivité multiple dans le cas de l'excitation par impact de photoélectrons) aux points de la grille spatiale et fréquentielle de la raie k . Le nouveau photon est suivi de la même façon que le photon initial et l'on pose $T_i = T(r)$. A chaque diffusion, le terme d'émissivité multiple est mis à jour en ajoutant la contribution du photon émis. Le processus s'arrête dès que le dernier photon émis sort du domaine d'étude ou que son poids devient inférieur au poids minimal indiqué précédemment.

○ Émissivité réelle

L'émissivité réelle se déduit de l'émissivité obtenue en sortie par la relation (4.75) dans le cas de la source solaire et par la relation (4.76) pour l'excitation par impact des photoélectrons.

$$\varepsilon_{s,i}(\mathbf{r}, \lambda) = \frac{S_{inc} \times \mathfrak{S}}{V_{eff} \cdot \Delta x \cdot N \cdot \Delta \lambda_D} N_i(\mathbf{r}, x) \quad (4.75)$$

où S_{inc} représente la surface du disque de rayon R_{max} , V_{eff} représente le volume effectif au point \mathbf{r} , N le nombre total de photons simulés et $N_i(\mathbf{r}, x)$, le terme source obtenu en sortie du modèle au point \mathbf{r} , pour la raie i à la fréquence x .

$$\varepsilon_{pe,i}(\mathbf{r}, \lambda) = \left(\frac{P_{real}}{P_{sim}} \right) \frac{\sum_{\text{photon}} W_{photons,i}(\mathbf{r}, x)}{V_{eff} \times \Delta x \times \Delta \lambda_D} \quad (4.76)$$

où P_{real} est la production réelle totale de photons par seconde obtenue en intégrant l'équation (4.49) sur toutes les directions, toutes les longueurs d'onde et tout le volume du domaine d'étude, P_{sim} est la production totale simulée obtenue en sommant les poids de tous les photons simulés. La production P_{sim} et les poids des photons simulés $W_{photons,i}$ sont proportionnels au terme V utilisé pour définir le poids des photons. Le rapport des deux termes sera donc bien indépendant de V .

La figure (4.9) représente les profils des fonctions sources primaire et multiple intégrées sur les longueurs d'onde à $SZA = 60^\circ$, de chacune des raies dues aux photons solaires pour un modèle d'exosphère défini par une température à l'exobase de $T = 200$ K et une densité d'oxygène à l'exobase de $n_{exo} = 1.5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$. L'émissivité s'obtient en multipliant chacune des fonctions sources par le facteur d'excitation indépendant de la raie considéré (équation 4.36). Pour cette simulation 500 millions de photons ont été simulés.

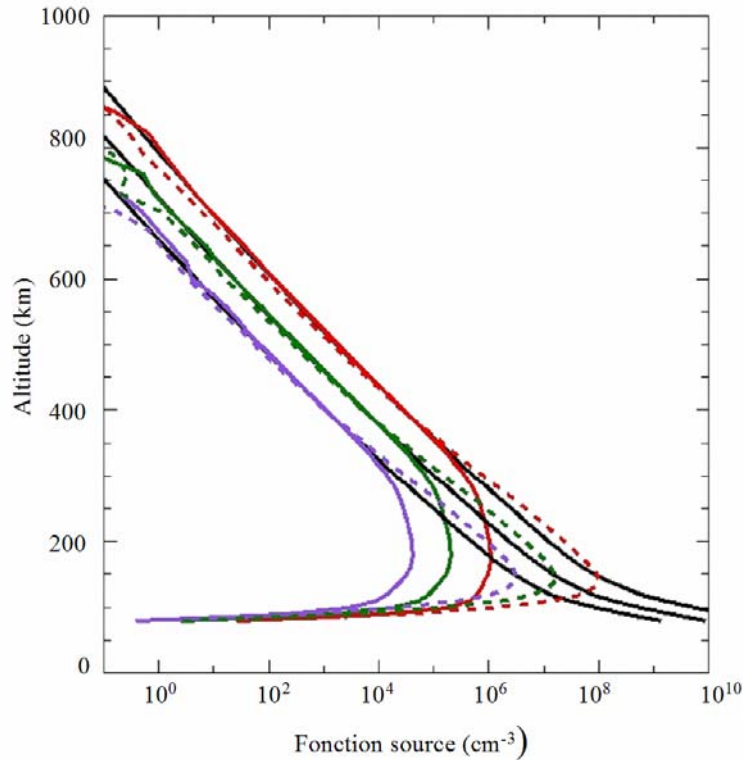


FIG. 4.9 – fonctions sources primaires (en traits continus) et multiples (traits discontinus) de chacune des raies (1 en rouge, 2 en vert et 3 en bleu) du triplet de l’oxygène à 130.4 nm, à SZA = 60°, pour un modèle d’atmosphère d’oxygène caractérisé par une température à l’exobase de 200 K et une densité d’oxygène à l’exobase de $1.5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$. Les profils de densité multipliés par la population relative trois états énergétiques sont représentés en traits continus noirs.

On observe sur cette figure qu’au-dessous de 400 km, le terme de diffusion multiple est supérieur au terme de diffusion primaire de plus de deux ordres de grandeur. A 200 K, les populations relatives des trois niveaux sont respectivement (82%, 15%, 3%) ce qui correspond à la contribution de chacune des raie à l’émissivité totale. Le terme source primaire de la raie i est voisin de la densité de la population absorbante de la raie i considérée : $n_{\text{Ox}} p_i$ à plus basse altitude pour la raie 3 que la raie 1 en accord avec le fait que l’épaisseur optique solaire (équation 4.43) est voisine de 1 à plus haute altitude pour la raie 3 que pour la raie 1.

A haute altitude, la relation (4.36) est vérifiée.

Enfin, comme l’étude du triplet de l’oxygène est un cas plus général que l’étude de l’émission Lyman- α . Il est facile de modifier ce code et de l’appliquer à la raie Lyman- α . Un moyen de tester les deux codes réalisés de façon totalement indépendante consiste à comparer les profils d’émissivité obtenus avec des hypothèses identiques et pour un même modèle atmosphérique. La figure (4.10) représente une comparaison entre les profils des fonctions sources obtenues à l’aide du code itératif (en rouge) et le code Monte Carlo (300 millions de photons ont été simulés, soit une simulation d’une durée de ~ 15 h sur la ferme de calcul du Service d’aéronomie de Verrières-le-Buisson) pour le modèle d’atmosphère identique à celui utilisé dans le paragraphe IV.3c. Sur la figure de gauche, les fonctions sources primaires et multiples sont représentées en fonction de l’altitude, la densité est aussi représentée pour vérifier qu’aux hautes altitudes l’approximation optiquement mince est bien réalisée. La figure de gauche représente les variations des termes sources primaires et multiples vers 4000 km en fonction de l’angle solaire zénithal. On constate que l’accord entre les deux modèles est excellent.

4.4 Le modèle Monte Carlo

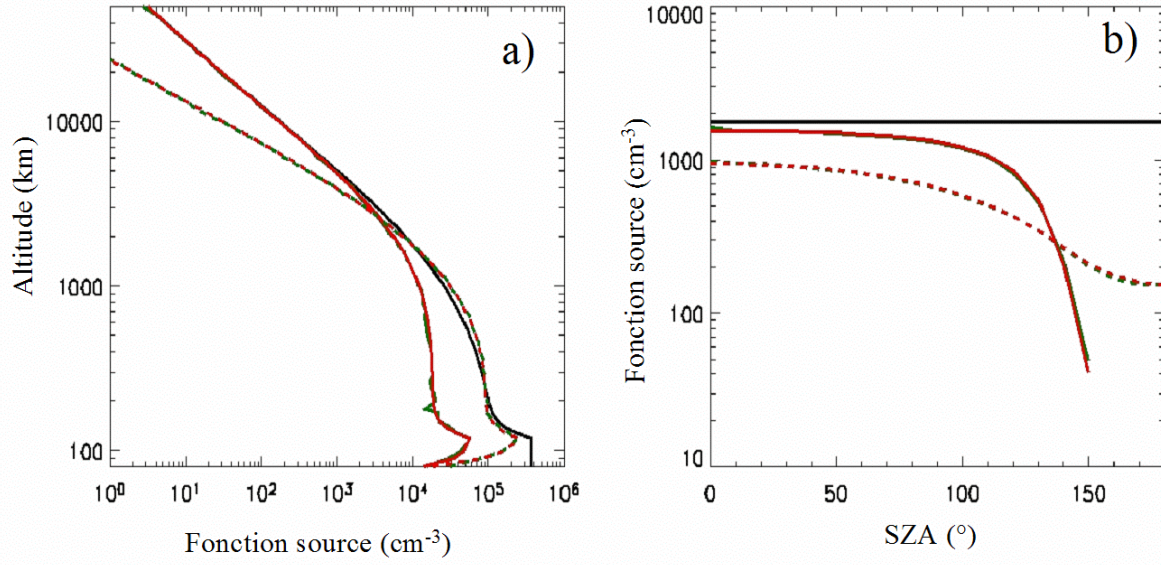


FIG. 4.10 – Comparaison des profils des fonctions sources primaire (trait continu) et multiple (trait discontinu) de l'émission Lyman- α obtenus à l'aide du modèle itératif (rouge) et du modèle Monte-Carlo (vert) pour des conditions et avec des hypothèses identiques. (a) Variations en fonction de l'altitude à $\text{SZA} = 0^\circ$, (b) variations en fonction de SZA pour une altitude voisine de 1000 km. L'accord est excellent ce qui permet de valider le code Monte Carlo par rapport au code itératif.

Chapitre 5 : Etude de la raie Lyman α de l'hydrogène

Dans ce chapitre, je vais présenter l'étude de la raie Lyman α observée par SPICAM au-dessus de 400 km. La méthode consiste à comparer des profils d'intensité théoriques avec les profils d'intensité observés et d'en déduire la densité d'hydrogène et la température à l'exobase et donc tout le profil de densité exosphérique suivant la théorie de Chamberlain (Annexe A).

Après avoir présenté l'émission Lyman- α martienne, je vais décrire les mesures Lyman- α obtenues par SPICAM et plus particulièrement celles utilisées pour cette étude. La méthodologie adoptée pour déterminer le profil de densité exosphérique sera ensuite présentée, puis les principaux résultats en particulier l'observation d'une composante chaude exosphérique seront présentés et discutés. Ce chapitre a donné lieu à un article soumis à Icarus (Chaufray et al. 2007b)

V.1) L'émission Lyman α planétaire

V.1a) L'émission Lyman alpha

On appelle série de Lyman, en hommage au physicien Théodore Lyman qui l'a observée pour la première fois en 1906, l'ensemble des transitions des états excités ($n > 1$) vers l'état fondamental $n=1$ comme par exemple :

$$\begin{aligned} H^*(n=2) &\rightarrow H(n=1) + h\nu \quad (\lambda = 121.6 \text{ nm}) \\ H^*(n=3) &\rightarrow H(n=1) + h\nu \quad (\lambda = 102.5 \text{ nm}) \end{aligned} \quad (R5.1)$$

n est le nombre quantique caractérisant l'état énergétique considéré.

La première transition est appelée Lyman α , la deuxième Lyman β etc.

La longueur d'onde est reliée au nombre quantique de l'état excité par la formule de Rydberg :

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \quad (5.1)$$

où R est la constante de Rydberg ($1.0972 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$).

Si l'on tient compte de la structure fine de l'hydrogène, la raie Lyman α est en fait composée de deux raies correspondant aux transitions : $1s^2S_{1/2} \rightarrow 2p^2P_{1/2,3/2}$, séparées de $5.3 \times 10^{-3} \text{ \AA}$ ce qui est inférieur à l'élargissement Doppler égal à $7.3 \times 10^{-3} \text{ \AA}$ pour une température de 200 K (valeur typique de la température exosphérique de Mars). Dans la suite, je ne tiendrai pas compte de la structure fine de la raie.

Cette raie est caractérisée par une force d'oscillateur $f = 0.416$ et une durée de vie de l'état excité de $0.16 \times 10^{-8} \text{ s}$, soit une largeur naturelle de la raie de $4.9 \times 10^{-5} \text{ \AA}$ qui est très inférieure à la largeur Doppler.

Si l'on considère un profil gaussien, la section efficace d'auto-absorption au centre de la raie est donnée en pratique par la formule :

$$\sigma_0 = \frac{5.9 \times 10^{-12}}{\sqrt{T}} \quad (5.2)$$

Chapitre 5 : Etude de la raie Lyman- α de l'hydrogène

Dans cette formule σ_0 est exprimée en cm^2 et la température T en K.

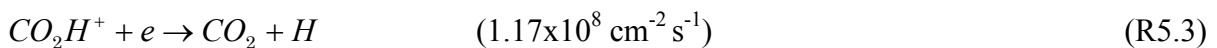
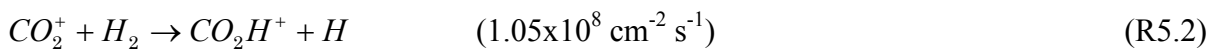
Sur Mars, l'émission Lyman- α est totalement absorbée vers 80 km par le CO_2 dont la section efficace d'absorption σ_{CO_2} est d'environ $6.2 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$.

V.1b) Emission Lyman- α planétaire

C'est en 1955, que pour la première fois, un rayonnement nocturne intense à Lyman α (121.6 nm) est détecté dans la haute atmosphère terrestre (au-dessus de 120 km) (Kupperian et al. 1959). Ces auteurs attribuent ce rayonnement à la diffusion résonante des photons solaires à Lyman α par des atomes d'hydrogène du milieu interplanétaire. En 1959, le chercheur soviétique Shklovsky propose une autre explication possible, à savoir que les atomes d'hydrogène diffusant le rayonnement solaire pourrait être liés à la Terre et former ce qu'il appelle une « géocouronne » s'étendant sur plusieurs milliers de kilomètres.

A la fin des années 60, l'émission Lyman- α est aussi observée autour des autres planètes telluriques (Hunten et Donahue 1976). Là encore cette émission est due à la présence d'une couronne d'hydrogène entourant la planète. C'est la mission Mariner 5 qui détecte pour la première fois cette émission autour de Vénus (Barth et al. 1967), et ce sont les missions Mariner suivantes (Mariner 6 et 7) qui la détectent pour la première fois autour de Mars (Barth et al. 1969). La mission Mariner 10, détecte aussi un rayonnement Lyman- α autour de Mercure au début des années 70 (Broadfoot et al. 1974a). Cette émission a aussi été détectée autour des planètes géantes notamment grâce à l'observatoire International Ultraviolet Explorer (IUE) (Clarke et al. 1980, 1986 ; Clarke 1988 , Clarke et Gladstone 1990 ; McGrath et Clarke 1992).

Sur Mars, l'analyse des données, lors du survol de Mars par les missions Mariner 6 et 7 a permis de déterminer la densité en hydrogène à l'exobase : $n_{\text{H}} = 2.5 \pm 0.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ et la température à l'exobase $T = 350 \pm 100 \text{ K}$. (Anderson et Hord 1971). La température estimée est alors proche de celle déduite des mesures de la bande B-X de CO_2^+ estimée à $315 \pm 75 \text{ K}$ (Stewart 1972). L'émission Lyman α a ensuite été observée sur le disque de Mars par la mission Mariner 9 mais peu d'analyses des données ont été réalisées. Barth et al. (1972) constate que la variation observée sur plus de 120 jours de l'intensité reste faible ($\sim 20 \%$), plus faible que les flux solaires à Lyman α et $F_{10.7}$. Anderson 1974, à l'aide de deux orbites de la mission Mariner 9 et en utilisant les paramètres exosphériques déduits des missions Mariner 6 et 7, a montré qu'une source d'hydrogène atomique située au-dessus de 80 km était nécessaire pour reproduire les données, en accord avec les modèles photochimiques prévoyant des sources d'hydrogène via les réactions :



La production intégrée en altitude est donnée entre parenthèse. La photodissociation de la vapeur d'eau a lieu dans la mésosphère de Mars au-dessous de 80 km.

En 1975, le spectromètre UV situé à bord du Copernicus Orbiting Astronomical Observatory observe l'exosphère de Mars en période de minimum d'activité solaire. Plusieurs observations de Mars sont réalisées couvrant un champ de vu de $200 \times 28000 \text{ km}$ centré sur le disque de Mars. L'intensité mesurée correspond à la moyenne de l'émission dans ce champ de vue (et non pas à un profil spatial). L'analyse de ces données ne permet donc pas de déterminer de façon indépendante la température et la densité d'hydrogène à l'exobase. L'intensité moyenne

5.1 L'émission Lyman- α planétaire

de l'émission martienne est estimée à 3.3 ± 0.8 kR après retrait de la composante terrestre (variant entre 15 kR à SZA $\sim 30^\circ$ et 1 kR à SZA $\sim 120^\circ$) et du fond interplanétaire estimé à 0.3 kR (Levine et al. 1978). Levine et al. (1978) fixent la température exosphérique à 170 K (ce qui correspond à la valeur moyenne de la température estimée par les missions Viking 170 ± 30 K) et en déduisent une densité d'hydrogène à l'exobase de $1.5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ soit un flux d'échappement à l'exobase de $1.6 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ proche de celui déduit des missions Mariner 6 et 7.

Plus récemment, le détecteur de particules neutres d'ASPERA-3, sensible aussi au rayonnement UV (Brinkfeld et al. 2006) à bord de la mission Mars Express a mesuré l'émission Lyman α . L'analyse de celle-ci conduit à des densités beaucoup plus faibles que celles obtenues précédemment ainsi qu'à l'existence d'une population chaude dans l'exosphère de Mars (Galli et al. 2006). Une telle composante chaude a aussi été observée sur Vénus dans les années 70-80 (Bertaux et al. 1982). Je reviendrai sur les résultats obtenus par les observations d'ASPERA-3 par la suite.

Enfin, on peut signaler que des simulations Monte Carlo de l'environnement martien prévoient d'autres sources de production d'émission à Lyman- α . Ainsi Kallio et Barabash (2001) concluent que la précipitation d'atomes neutres d'hydrogène énergétiques (H-ENA) dans l'atmosphère de Mars pourrait produire, pour un angle solaire zénithal (SZA) inférieur à 15° une émission Lyman α d'environ 0.1 kR avec un pic d'émissivité vers 120 km. Kallio et Janhunen (2001) estime à 1 kR, l'émission Lyman α produite par précipitation des protons solaires au-dessous de l'exobase, dans la même gamme de SZA avec là encore un pic d'émissivité autour de 120 km. Enfin Leblanc et al. (2002) estiment que l'intensité produite par un événement solaire (éjection massive et sporadique solaire très énergétique) pourrait produire une émission Lyman α entre 0.2 et 1 kR. Dans cette étude, je ne m'intéresse qu'à des observations réalisées au-dessus de 400 km. A ces altitudes, ces sources sont supposées négligeables par rapport à la diffusion résonante du rayonnement Lyman- α solaire.

V.2) L'émission Lyman- α vue par SPICAM

V.2a) Configuration géométrique des observations

Le traitement des données SPICAM permettant de remonter à l'intensité de l'émission Lyman- α observée à travers les parties étroite et large de la fente et en l'absence de fente a été décrite au chapitre 3. Le travail sur l'émission Lyman- α durant ma thèse a porté essentiellement sur quelques observations à très haute altitude. L'analyse complète et l'interprétation des résultats étant relativement longue, je n'ai pas pu analyser toutes les données collectées, mais la méthode d'analyse est maintenant en place et pourra être utilisée pour une étude plus systématique de toutes les observations ainsi que pour l'analyse des profils Lyman- α observés au-dessous de 400 km durant les orbites décrites par Leblanc et al (2007b). Les orbites utilisées pour cette étude et leurs caractéristiques géométriques sont présentées dans le tableau 5.1

Chapitre 5 : Etude de la raie Lyman- α de l'hydrogène

n° Orbite	Altitude Mex (km)	Latitude Mex	Longitude Mex	SZA Mex	Altitude Point Tangent (km)	Latitude Point Tangent	Longitude Point Tangent (Local Time)	SZA Point Tangent	LOS (α)	LOS (δ)
1507 20/03/05	4242;6459	-28.5;-49.7	210.5;205.4	36.9;53.1	223;4091	-87.8;-87.1	310.8;300.8 (19h)	89.5;89.2	242	-10.1
1512 22/03/05	757;2234	40.8;-0.9	52.1;50.7	48.3;26.1	219 ;2103	11.4;11.4	53.9 ;50.1 (10h)	29.2;28.7	122.9	-45.9
1514 22/03/05	4244 ;6459	-28.6;-49.7	210.5 ;205.4	36.9 ;55.1	226 ;4093	-88.4;-87.4	315.1 ;301.8 (17h)	89.5 ;89.2	242	-10.1
1532 27/03/05	4245 ;6459	-25.4 ;-46.5	240.7;235.4	36.0;50.4	228 ;4095	-86.5 ;-86.0	276.8 ;277.5 (13h)	85.3 ;85.0	239.6	-12.3
1541 30/03/05	826 ;2236	42.8;4.2	80.7;79.6	54.0 ;31.7	100 ; 2217	8.8 ;8.8	82.7 ;79.4 (10h)	33.4 ;33	126	-47
1575 08/04/05	5055;7071	-26.0 ;-44.0	331.1 ;325.6	39.9;49.4	124;3695	-87.5 ;-86.9	99.5 ;83.6 (18h)	86.0 ;85.6	241.7	-8.4
1582 10/04/05	5052 ;7069	-24.8 ;-42.8	3.0;357.3	40.1;48.8	118;3690	-88.0 ;-87.3	101.6 ;91.8 (16h)	84.5 ;84.0	240.7	-9.3

TAB. 5.1- Evolution des différents paramètres géométriques des observations étudiées. Les colonnes 2 à 5 donnent les paramètres de Mars Express (Mex), les colonnes 6 à 9 les paramètres au niveau du point tangent de la ligne de visée, les deux dernières colonnes donnent l'ascension droite et la déclinaison de la ligne de visée exprimée dans le référentiel EMEJ 2000

Ces observations peuvent être regroupées en deux types d'observations, les observations dont le point tangent se trouve à un angle solaire zénithal (SZA) d'environ 30° (observation à forte illumination solaire) qui correspond aux orbites 1512 et 1541 et les observations dont le point

5.2 L'émission Lyman- α vue par SPICAM

tangent se trouve à un angle solaire zénithal d'environ 90° (au-dessus du pôle sud) et qui contient les orbites 1507, 1514, 1532, 1575 et 1582. Toutes ces observations ont été effectuées au voisinage de l'équinoxe d'automne, lorsque le soleil se trouve proche du plan équatorial de la planète. La géométrie des deux types d'observations est présentée sur la figure 5.1 (à gauche observation à forte illumination solaire : orbite 1541 et à droite observation à faible illumination solaire : orbite 1514). Les observations à $\text{SZA} \sim 90^\circ$ permettent de sonder la région de l'exosphère de Mars entre 400 et $\sim 4000 \text{ km}$ ⁶, tandis que les observations à $\text{SZA} = 30^\circ$ permettent de sonder l'exosphère de Mars entre 400 et $\sim 2000 \text{ km}$. Seules les observations situées au-dessus de 400 km et situées devant la fente large ont été analysées. Au-dessous de 400 km, le triplet de l'oxygène (voir chapitre 6) n'est plus nul (Leblanc et al. 2006b).

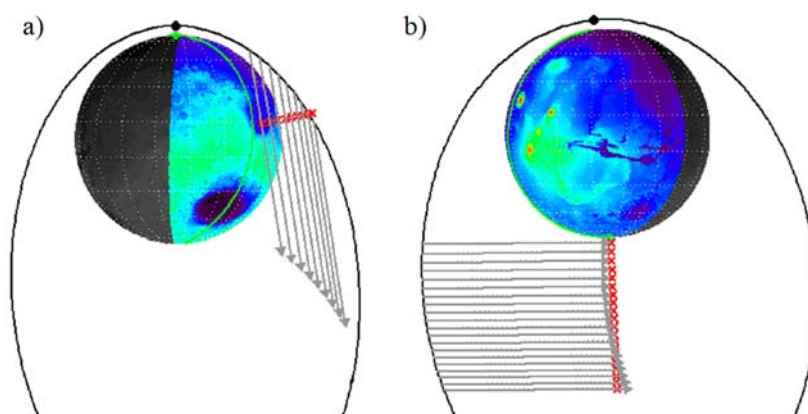


FIG. 5.1 - Géométrie des observations à forte illumination solaire ($\text{SZA}=30^\circ$) figure (a) et à faible illumination solaire ($\text{SZA}=90^\circ$) (b). L'ellipse représente la trajectoire de Mars Express (MEX), la croix sur la ligne de visée (flèche grise) représente le point tangent. Le terminateur (limite jour/nuit) est représenté par la frontière entre la face illuminée (en couleur) et la face sombre (en noir), la projection du point tangent est aussi représentée sur la surface de la planète (vert). La direction de la ligne de visée ne variait pas lors des observations

V.2b) Intensité de l'émission Lyman- α

La résolution spectrale des bandes situées devant la fente large n'est pas suffisante pour pouvoir séparer les deux émissions. Les bandes situées devant la fente étroite permettent de séparer les deux raies, mais malheureusement pour certaines observations et en particulier celles utilisées ici, on observe une forte lumière parasite dont l'origine n'est pas encore entièrement élucidée (Figure 5.2). La méthode utilisée pour réduire les données ainsi que la reconstruction de la ligne de visée dans un référentiel d'étude adapté au modèle de transfert de rayonnement ont été décrites au chapitre 3.

⁶ Pour l'orbite 1532, il manque des données entre 2400 et 3700 km d'altitude.

Chapitre 5 : Etude de la raie Lyman- α de l'hydrogène

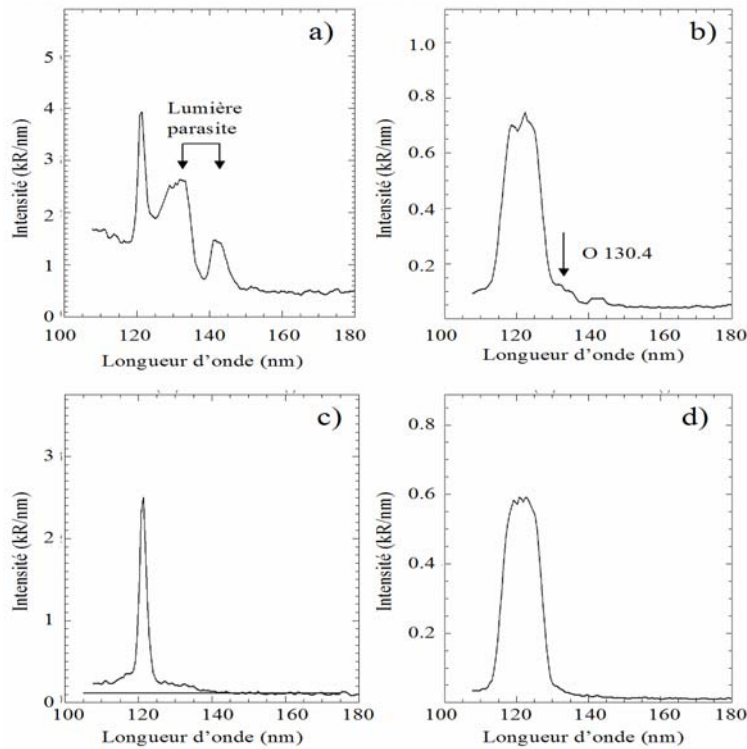


FIG. 5.2 – Exemples de spectres moyens obtenus entre 290 et 340 km sur la bande 2 (lignes 151-182) du CCD, située devant la fente étroite (a) et sur la bande 4 (lignes 215-246) du CCD, située devant la fente large (b). De la lumière parasite est présente sur les spectres obtenus à travers la fente étroite (a) jusque vers 500 km d'altitude pour cette observation (orbite 1514). Sur le spectre obtenu devant la fente large (b) le second pic situé vers 130 nm et non séparé du pic Lyman- α est dû au triplet à 130.4 nm de l'oxygène. Au-dessus de 600 km, (figures c et d), sur le spectre obtenu à travers devant la fente étroite (c), on observe un fond plus important qui pourrait provenir de la diffusion d'une partie de la lumière reçue par la grande fente.

La figure 5.3 représente les profils d'intensité obtenus pour l'orbite 1514 sur les bandes 1, 2, 4 et 5 du CCD. Au-dessous de 500 km d'altitude, la présence de la lumière parasite sur les spectres des bandes 1 et 2 (fente étroite) rend la méthode décrite au chapitre 3 inutilisable pour l'estimation de l'intensité. Au-dessus de 500 km, on observe un assez bon accord entre les profils. L'intensité mesurée sur les deux bandes 1 et 2 (rouge et bleu clair) est inférieure d'environ 10 % par rapport à l'intensité mesurée sur la bande 4 (en jaune). L'intensité mesurée sur la bande 5 (rose) est systématiquement inférieure à celle mesurée sur la bande 4 d'environ 20%. D'après E. Dimarellis, cette dernière bande est située au bord du CCD et est probablement moins sensible au flux reçu. La sous estimation de l'intensité sur les bandes 1 et 2 est sans doute due à la méthode utilisée pour déterminer l'intensité intégrée de la raie, en particulier le choix du domaine $Z(\lambda_0)$ sur lequel se fait l'intégration (voir chapitre 3).

5.2 L'émission Lyman- α vue par SPICAM

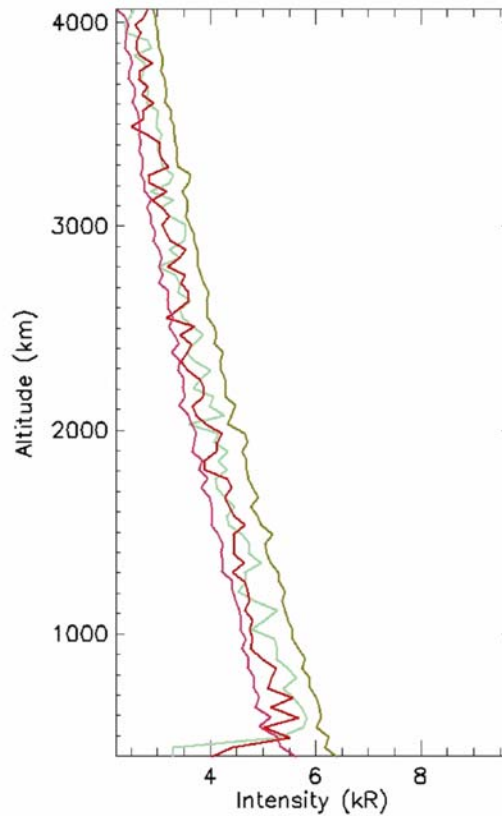


FIG. 5.3 – Profils d'intensité obtenus sur les bandes 1 (lignes 119-150 du CCD) en rouge, 2 (lignes 151-182 du CCD) en bleu clair, 4 (lignes 215-246 du CCD) en jaune et 5 (lignes 247-278 du CCD) en rose (orbite 1514).

Le nombre de spectres pour chaque observation est donné dans la colonne 2 de le tableau 5.2. L'altitude du point tangent de la ligne de visée à chaque intégration du signal varie d'environ 2 km d'une mesure à la suivante. Pour réduire le rapport signal sur bruit, j'ai déterminé l'intensité de la raie Lyman- α en utilisant des spectres obtenus en moyennant 20 spectres consécutifs ce qui correspond donc à une gamme d'altitude d'environ 40 km encore très inférieure à l'échelle de hauteur de l'hydrogène (pour une température de 150 K, l'échelle de hauteur de l'hydrogène est d'environ 340 km).

L'incertitude statistique obtenue pour chaque mesure (bande 4) est d'environ 1%.

Le nombre de spectres moyens situés au-dessus de 400 km pour chaque observation est donné dans le tableau 5.2. A chaque spectre une ligne de visée moyenne a aussi été déterminée (en mode limbe la direction de la ligne de visée est constante au cours de l'observation, seule la position de Mars Express varie).

N° Orbite	Nombre de mesures	Nombres de spectres moyens au-dessus de 400 km
1507	1785	86
1512	1061	50
1514	1785	85
1532	1260	60
1541	999	44
1575	1785	83
1582	1785	83

TAB. 5.2 – Nombres de mesures et de ligne de visées utilisées pour l'analyse pour chaque orbite.

V.3) Modélisation de l'émission Lyman- α vue par SPICAM

V.3a) Emission Lyman- α interplanétaire

Dans l'étude qui suit, seules les observations obtenues à travers la fente large sont analysées. L'émission Lyman alpha mesurée est la somme de deux composantes, la composante du milieu interplanétaire (Quémerais 1993) dont l'origine provient de la diffusion résonante par l'hydrogène interplanétaire des photons Lyman- α solaires et la composante martienne résultant de la diffusion résonante des photons Lyman- α solaires par l'hydrogène atomique de la couronne martienne. Pour déterminer la composante interplanétaire, comme pour déterminer la composante martienne, il est nécessaire de connaître la valeur du flux solaire à Lyman- α à l'instant souhaité. Pour déterminer la valeur du flux solaire à Lyman- α , j'ai utilisé les données SSI (Solar Spectral Irradiance) obtenues par les instruments SOLSTICE (Solar Stellar Irradiance Comparison Experiment : 115-320 nm), SIM (Spectral Irradiance Monitor : 300 – 2400 nm), XPS (XUV Photometer System : 1-34 nm ; 121.6 nm) et TIM (Total Irradiance Monitor) à bord de la mission de la NASA SORCE (Solar Radiation and Climate Environment) (Rottman et al. 2006). Ces instruments mesurent de façon continue le rayonnement solaire arrivant sur Terre dans les longueurs d'onde allant du rayonnement X (XPS) jusque l'infrarouge (SIM) qui représente 95 % du rayonnement solaire total (mesuré à l'aide de l'instrument TIM) depuis le 25 janvier 2003. Ces mesures sont disponibles sur le site internet de l'université du Colorado : <http://lasp.colorado.edu/sorce/>

Le flux solaire exprimé en W/m^2 est donné avec une résolution spectrale de 1 nm. J'ai supposé que tout le flux solaire entre 121 et 122 nm correspondait au flux solaire à Lyman- α . Pour les observations présentées dans le tableau 5.1 en Mars-Avril 2005, ce flux solaire Lyman- α estimé varie entre 1.62 et $1.79 \times 10^{12} \text{ ph.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{nm}^{-1}$ au niveau de Mars ce qui représente une variation d'environ 10%.

On peut ensuite déterminer la valeur du flux solaire au centre de la raie à l'aide de la relation empirique obtenue par Emerich et al. (2005) à l'aide du spectromètre SUMER à bord de la mission SOHO. Cette mission située bien au-delà de la géocouronne permet de mesurer la raie solaire à Lyman- α exempte de l'absorption par l'hydrogène terrestre avec une résolution spectrale de l'ordre de 4 pm (Wilhelm et al. 1997). La relation obtenue par Emerich et al. (2005) est donnée par l'équation 5.3

$$\frac{f}{10^{12} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ nm}^{-1}} = 0.64 \left(\frac{F}{10^{11} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}} \right)^{1.21} \pm 0.08 \quad (5.3)$$

f représente le flux solaire au centre de la raie (exprimée en $\text{s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{nm}^{-1}$) et F le flux total de l'émission solaire (donnée par les données SSI).

Pour déterminer la composante du fond interplanétaire pour une direction donnée, on utilise un modèle qui décrit la diffusion résonante des photons solaires par l'hydrogène atomique du milieu interplanétaire contrainte par les mesures de l'instrument SWAN (Solar Wind Anisotropy) à bord de SOHO (Lallement et al. 1985). Cette méthode a été utilisée pour interpréter les mesures Lyman- α effectuées par les satellites PROGNOZ 5 et 6 (Bertaux et al. 1985). Les valeurs du fond interplanétaire à l'aide de cette méthode varient entre 400 et 600 R ce qui représente donc entre 10 et 20 % de l'émission mesurée par SPICAM. La figure 5.4 représente les profils d'intensité obtenus pour l'orbite 1541 à faible SZA (5.4a) et pour l'orbite 1514 à fort SZA (5.4b) après le retrait de la contribution du fond interplanétaire estimé respectivement à 413 et 596 R.

5.3 Modélisation de l'émission Lyman- α vue par SPICAM

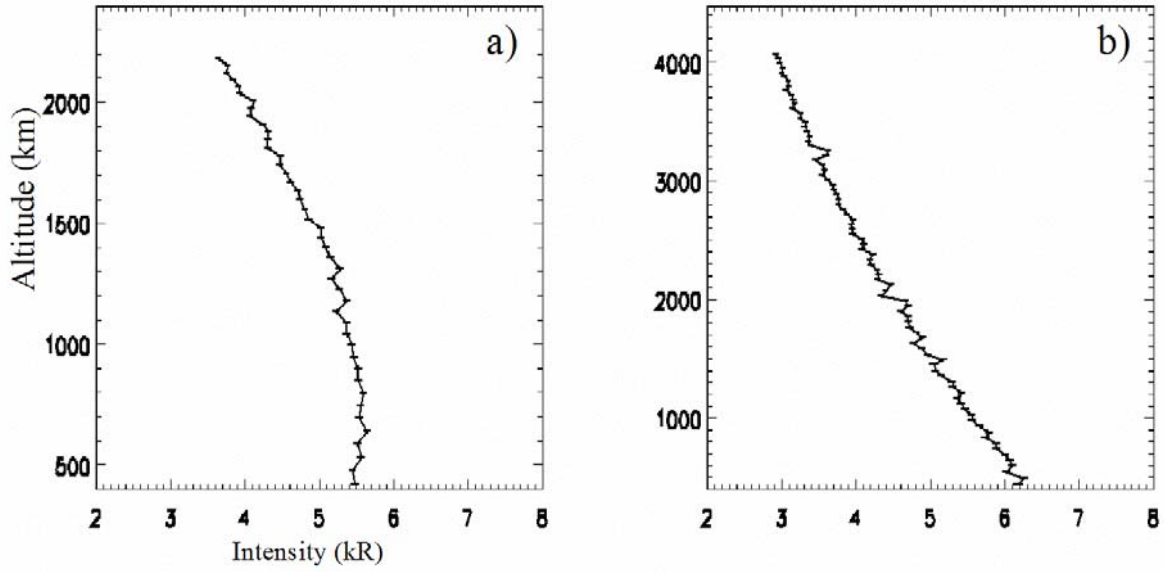


FIG. 5.4 – Profils d'intensité de l'émission Lyman- α obtenu pour une observation typique à SZA = 30° (a) et à SZA = 90° (b) après retrait du fond interplanétaire. Les barres d'erreur représentent l'écart type par rapport à la valeur moyenne. La courbure des profils est inversée, la faible variation de l'intensité avec l'altitude pour le profil à SZA=30° (a) montre que l'émission observée est optiquement épaisse (Chaufray et al. 2007)

V.3b) Modèle direct : distribution d'hydrogène et transfert de rayonnement

L'émission Lyman- α étant optiquement épaisse⁷ (Figure 5.4a), il n'est pas possible de déterminer directement la colonne densité d'hydrogène de l'intensité mesurée (équation 4.36). La seule approche possible consiste à se donner un profil de densité d'hydrogène en entrée d'un code de transfert radiatif et d'en déduire l'émission Lyman- α théorique pour la ligne de visée et le jour correspondant à l'observation étudiée. Le modèle de profil d'hydrogène utilisé est divisé en trois parties, entre 80 et 120 km, je suppose que la densité est constante ce qui est une façon très simplifiée de représenter la production d'hydrogène (En réalité la densité augmente légèrement de 120 à 80 km). Cette sous estimation de la densité a pour effet de réduire l'émissivité en tout point de l'atmosphère, mais du fait que je ne m'intéresse ici qu'à des observations dont les lignes de visées sont supérieures à 400 km, cette hypothèse n'a aucune influence sur les résultats (j'ai estimé à environ 10 % la réduction de l'intensité simulée pour une ligne de visée à 400 km et inférieure à 1% vers 2000 km pour l'observation 1541 par rapport au cas purement diffusif surestimant la densité). La prise en compte des réactions chimiques principales produisant de l'hydrogène est une amélioration nécessaire du modèle, à faire, en particulier pour l'analyse des données au-dessous de 400 km. Entre 120 et 200 km, j'utilise un modèle de diffusion d'hydrogène dans une atmosphère composée uniquement de CO₂ (décrit dans l'annexe B). Enfin au-dessus de 200 km, j'utilise une approche de Chamberlain (voir annexe A) en négligeant la population d'hydrogène satellite. Deux paramètres sont supposés libres dans ce modèle : la densité d'hydrogène à l'exobase notée n et la température exosphérique notée T (la température est supposée constante au-

⁷ On peut déterminer une intensité limite I_{lim} au-dessus de laquelle le milieu est forcément optiquement épais, en utilisant la formule 4.51 et 4.53 et en supposant que $T(\tau) = 1$, $\tau = 1$, la colonne densité vaut alors $1/\sigma_0$ et $\tau_{CO_2} = 0$). On a alors $I_{lim} (kR) = g_{exc}/\sigma_0 \times 10^{-9}$. Pour la raie Lyman- α au niveau de Mars, on a : $g_{exc} \sim 1 \times 10^{-3} s^{-1}$ et $\sigma_0 \sim 4 \times 10^{-13} cm^2$ pour une température de 200 K. On obtient $I_{lim} \sim 2.5 kR$. La figure 5.4 montre que les profils étudiés sont forcément optiquement épais.

dessus de l'exobase). Tous les autres paramètres comme la densité de CO₂ à 80 km, le profil du coefficient de diffusion turbulente, la forme du profil de température sont fixés (voir annexe B). Pour estimer l'intensité intégrée sur les lignes de visées, il est d'abord nécessaire de calculer l'émissivité en tout point de l'atmosphère. Pour cela j'ai utilisé le modèle itératif décrit au chapitre 4, qui a l'avantage d'être plus rapide en temps de calcul que le modèle Monte-Carlo. Par ailleurs les hypothèses de ce modèle correspondent aux hypothèses utilisées par Anderson et Hord (1971) pour analyser les données des spectromètres UV à bord des missions Mariner 6 et 7 ce qui facilite la comparaison entre les deux études. La prise en compte d'effets tels que la redistribution en fréquence exacte par rapport à l'hypothèse CFR considérée ou la prise en compte de la fonction de phase sont des améliorations possibles du modèle.

V.4) Analyse des observations SPICAM

V.4a) Modèle de Chamberlain à une population

Pour cette étude, 390 modèles définis par des couples (n , T) différents, représentant respectivement la densité d'hydrogène et la température de l'exobase notés (i, j) dans la suite ont été utilisés. Ces modèles correspondent à 30 valeurs de densités différentes, comprises entre $1 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ et $7 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ avec un pas variant de $1 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ à $1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ et 13 valeurs de température à l'exobase, comprises entre 160 et 400 K avec un pas constant de 20 K. Ces valeurs balayent les variations de la densité d'hydrogène et de température à 200 km prédites par les modèles photochimiques (Krasnopolsky 2002, Fox 2003).

Pour chaque observation l'étude réalisée est la suivante :

Pour différents modèles (i, j) , l'intensité $I_k(i, j)$ correspondante à la ligne de visée k est estimée en intégrant l'émissivité volumique obtenue à l'aide du modèle de transfert radiatif. Il est alors possible de mesurer l'écart du modèle (i, j) par rapport aux observations en estimant la fonction $\chi^2(i, j)$ normalisée par le nombre de ligne de visée utilisée – le nombre de paramètres libres :

$$\chi^2(i, j) = \frac{1}{n - 2} \sum_{k=1}^n \frac{(I_{obs,k} - I_k(i, j))^2}{\sigma_{obs,k}^2} \quad (5.4)$$

$I_{obs,k}$ représente l'intensité mesurée sur la ligne de visée k et $\sigma_{obs,k}$ l'incertitude statistique (écart-type) sur la mesure. Un modèle (i, j) représentant parfaitement les données devrait vérifier la condition $\chi^2(i, j) = 1$

Des exemples de profils d'intensité obtenus par différents modèles, comparés aux observations mesurées par SPICAM, dans le cas des orbites 1541 et 1514 sont données sur les figures 5.5 et 5.6

5.4 Analyse des observations SPICAM

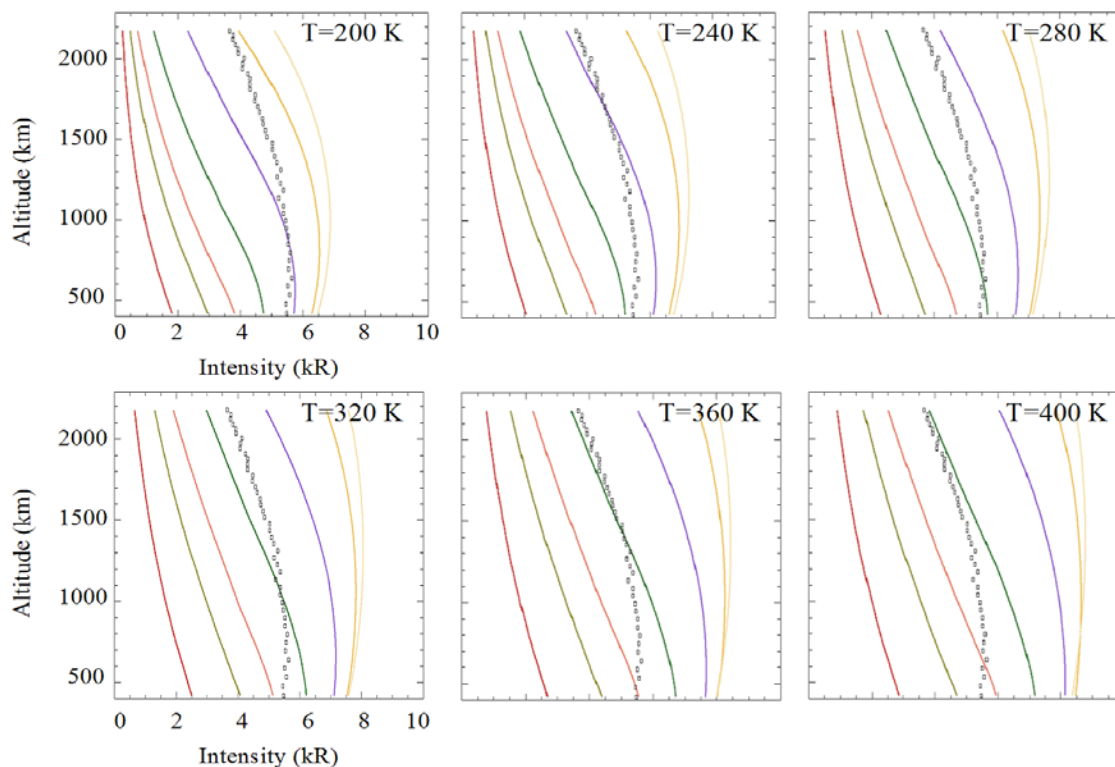


FIG. 5.5 – Orbite 1541 (SZA ~30°) : Exemples de profils d'intensité obtenus pour différents modèles définis par les couples (n, T) représentant la densité en hydrogène et la température à l'exobase. Pour chaque panneau, la température est la même et chaque courbe en couleur correspond à une densité différente égale à (de la gauche vers la droite) 1×10^4 , 2×10^4 , 3×10^4 , 5×10^4 , 1×10^5 , 2×10^5 et 3×10^5 cm⁻³. Les points noirs représentent les valeurs mesurées par SPICAM.

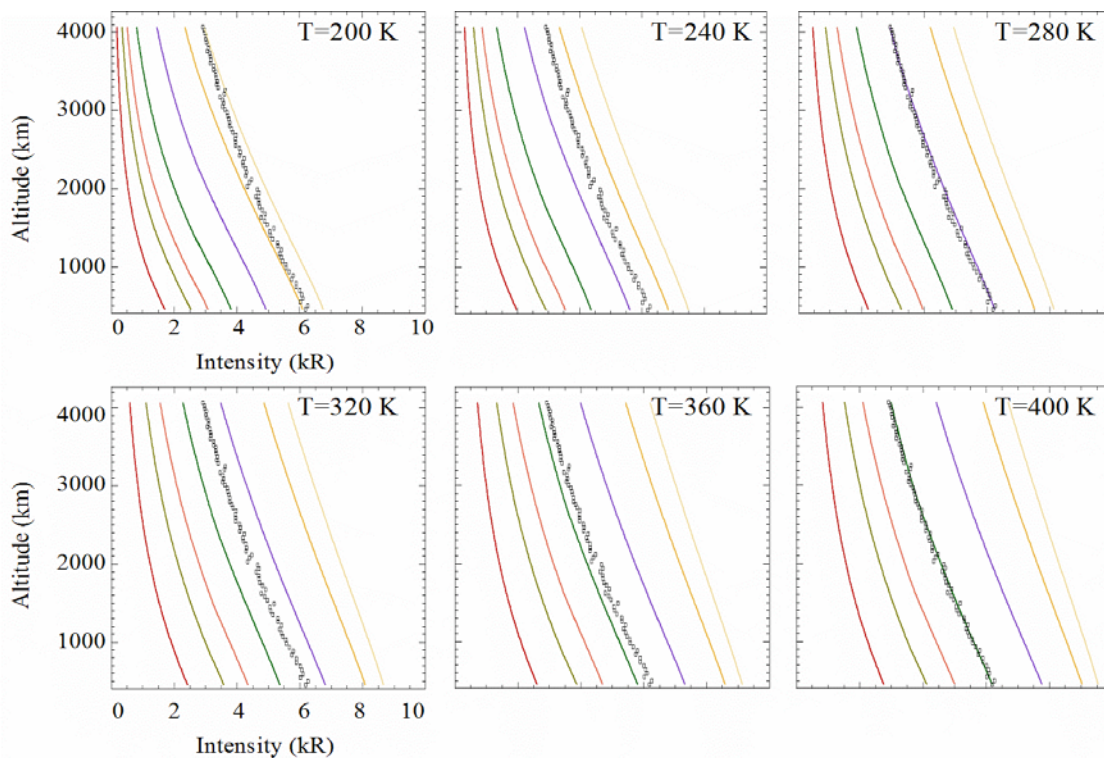


FIG. 5.6 – Orbite 1514 (SZA ~90°) : Exemples de profils d'intensité obtenus pour différents modèles définis par les couples (n, T) représentant la densité en hydrogène et la température à l'exobase. Pour chaque panneau, la température est la même et chaque courbe en couleur correspond aux valeurs de densités données à la figure 5.5. Les points noirs représentent les valeurs mesurées par SPICAM.

Chapitre 5 : Etude de la raie Lyman- α de l'hydrogène

On constate sur ces figures que, bien que la forme des modèles soit en assez bon accord avec les observations pour les deux types d'observations, le profil mesuré par SPICAM à SZA $\sim 30^\circ$, n'est reproduit par aucun modèle. Le profil mesuré par SPICAM à SZA $\sim 90^\circ$ est reproduit pour des températures élevées (courbe verte à 400 K par exemple). Ces figures ne représentent que quelques profils pour des valeurs de densités d'hydrogène à l'exobase données. Les figures 5.7a et 5.7b représentent les variations de la fonction χ^2 en fonction de la densité d'hydrogène et de la température à l'exobase pour ces deux observations (1514 et 1541). Le niveau de couleur est saturé lorsque la valeur de la fonction χ^2 est supérieure à quatre fois la valeur minimale. On constate que l'observation 1541 à SZA $\sim 30^\circ$ est très mal reproduite par tous les modèles, avec une valeur de χ^2 minimale égale à 59, tandis que l'observation 1514 à SZA $\sim 90^\circ$ est assez bien reproduite pour des modèles dont la température est supérieure à 300 K. Du fait des très faibles valeurs des incertitudes statistiques $\sigma_{obs,k}$ ($\sim 1\%$ pour chaque mesure), et de la grande gamme de variation imposée aux paramètres (n , T), la fonction χ^2 est fortement piquée au voisinage du minimum. Un bon ajustement devrait donner des valeurs de χ^2 comprise entre 1 et $1+1/n$ (n nombre de lignes de visée étudiées > 40). Ce qui n'est le cas d'aucun modèle pour chacune des observations étudiées.

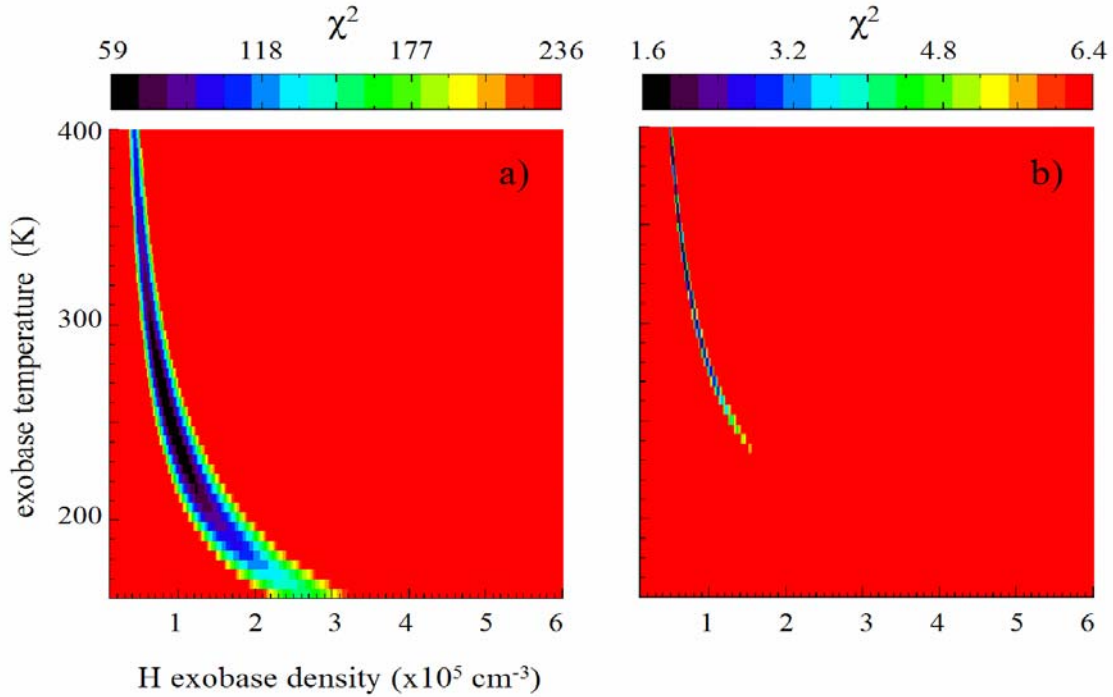


FIG. 5.7 – Variations de la fonction χ^2 avec la densité d'hydrogène et la température à l'exobase pour les observations 1541, à SZA $\sim 30^\circ$ (a) et 1514 à SZA $\sim 90^\circ$ (b). Un modèle s'ajustant bien aux données doit donner une valeur de χ^2 proche de 1.

Le tableau 5.3 donnent les valeurs des paramètres (n , T) reproduisant le mieux les observations, lorsque la valeur minimale (sur tous les modèles) de χ^2 est inférieure à 3. Comme les variations de χ^2 sont très piquées, l'incertitude donnée sur les couples (n , T) correspond au pas de l'échantillonnage utilisé en n et T .

5.4 Analyse des observations SPICAM

N° Orbit	SZA	Minimal value of the χ^2 function	n (cm ⁻³)	T (K)
Orbit 1507	SZA=90°	2.2	$1.2 \pm 0.1 \times 10^5$	270 ± 20
Orbit 1512	SZA=30°	49.8	X	X
Orbit 1514	SZA=90°	1.5	$5.7 \pm 1.0 \times 10^4$	365 ± 20
Orbit 1532	SZA=90°	2.4	$4.0 \pm 1.0 \times 10^4$	390 ± 20
Orbit 1541	SZA=30°	59.5	X	X
Orbit 1575	SZA=90°	2.7	$3.7 \pm 1.0 \times 10^4$	350 ± 20
Orbit 1582	SZA=90°	1.9	$3.9 \pm 1.0 \times 10^4$	340 ± 20

TAB. 5.3 – Valeur minimale (sur les modèles) de la fonction χ^2 obtenue pour les sept observations étudiées. Lorsque la valeur minimale de la fonction χ^2 est inférieure à 3, les paramètres (n , T) du modèle s'ajustant le mieux aux données sont indiqués

Les observations à $SZA \sim 90^\circ$ sont reproduites, dans les meilleurs des cas pour une température à l'exobase supérieure à 300 K, ce qui est en désaccord avec les températures estimées par l'analyse des variations en altitude de l'intensité de la bande de Cameron, du doublet (B-X) de CO_2^+ et des bandes Vegard-Kaplan de N_2 par Leblanc et al. (2006b, 2007b) aussi bien que par les prédictions des modèles GCM en faible activité solaire (Bougher et al. 2000). Toujours pour ces observations à $SZA = 90^\circ$, les densités d'hydrogène déduites varient entre $3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ et $1.2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, plus faible d'un facteur (4 à 11) que les densités obtenues par le modèle photochimique de Krasnopolsky (2002) (voisin $4 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$) en faible activité solaire pour un angle solaire zénithal de 60° . Pour une densité d'hydrogène à l'exobase donnée, l'intensité augmente avec la température à cause de l'augmentation de l'échelle de hauteur de l'hydrogène (et donc de la quantité d'hydrogène présente dans l'exosphère). Il y a un couplage entre n et T et la densité d'hydrogène à l'exobase s'ajustant le mieux aux données décroît lorsque la température à l'exobase augmente (Figure 5.7b). Les valeurs de densités d'hydrogène et de température à l'exobase estimées pour ces observations à $SZA \sim 90^\circ$ sont en bon accord avec les densités estimées à partir des missions Mariner 6 et 7 durant leur survol de Mars qui étaient de $3 \pm 0.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ et $T = 350 \pm 100 \text{ K}$ (Anderson 1971, corrigé 1972) en période de forte activité solaire. Lorsque la valeur de la température $T = 350 \pm 100 \text{ K}$ déduite par les missions Mariner était déterminée, celle-ci apparaissait plausible puisque qu'aucune autre température exosphérique n'avait été mesurée. Actuellement, une température exosphérique proche de 200 K a été estimée en période de faible activité solaire, par différentes méthodes : les mesures airglow déjà évoquées, les mesures d'aérofreinage (« aerobraking ») des missions Mars Global Surveyor, Mars Odyssey et Mars Reconnaissance Orbiter (voir les travaux de Keating ou Bougher et al. 2000), les extrapolations des profils de température obtenus par SPICAM lors d'occultations stellaires de Mars. Les modèles reproduisant les profils d'intensité observés à $SZA \sim 90^\circ$ ne sont donc pas non plus satisfaisant.

Comme je l'ai déjà indiqué, les incertitudes statistiques sur les intensités observées sont très faibles, mais ces incertitudes ne prennent pas en compte les erreurs possibles de calibration absolue, c'est à dire les erreurs sur la surface efficace de SPICAM à Lyman- α estimée à partir des observations stellaires ni des erreurs possibles sur le flux solaire à Lyman- α utilisé (la correction de l'angle de phase par exemple suppose que la variation du flux solaire est faible sur quelques jours). Une étude de sensibilité par rapport à la calibration absolue des observations SPICAM est donnée dans le paragraphe suivant.

V.4b) Sensibilité à la calibration absolue

Les résultats sont très sensibles à la calibration absolue, pour tester cette sensibilité, on peut ajouter un troisième paramètre libre A défini par :

$$I_{réel} = \frac{I_{obs}}{A} \quad (5.5)$$

On suppose donc, dans cette étude que l'intensité réelle sur chaque ligne de visée est l'intensité mesurée par SPICAM divisée par ce coefficient A . Dit autrement, on ne s'intéresse qu'à la forme du profil d'intensité⁸ et on laisse libre le facteur d'échelle A .

On remarquera que A peut aussi décrire les incertitudes sur le flux solaire à Lyman- α .

Pour chaque modèle (n, T) on peut déterminer la valeur de ce facteur d'échelle qui permet d'ajuster le mieux le modèle aux données en minimisant la fonction Δ^2 défini par :

$$\Delta^2(i, j) = \sum_{k=1}^n [\log(I_{obs,k}) - \log(I_k(i, j)) - \log(A)]^2 \quad (5.6)$$

La minimisation de cette fonction s'obtient en annulant la dérivée partielle de Δ^2 par rapport à A : $\partial\Delta^2/\partial A = 0$ ce qui donne :

$$\log(A(i, j)) = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n [\log(I_{obs,k}) - \log(I_k(i, j))] \quad (5.7)$$

Une fois que ce paramètre $A(i, j)$ est déterminé pour chaque modèle (i, j) , on peut refaire le calcul de la fonction χ^2 en utilisant les intensités données par la relation (5.4) et en prenant comme incertitudes sur les mesures $\sigma_{réel} = \sigma_{obs}/A(i, j)$.

La nouvelle fonction χ^2 s'écrit donc :

$$\chi^2(i, j) = \frac{1}{n-2} \sum_{k=1}^n \frac{(I_{obs,k} / A(i, j) - I_k(i, j))^2}{(\sigma_{obs,k} / A(i, j))^2} \quad (5.8)$$

Lorsque cette nouvelle fonction est proche de 1 pour un modèle (i, j) , cela signifie que ce modèle (i, j) reproduit bien la forme du profil d'intensité.

Le tableau 5.4 donne les trois paramètres estimés pour chaque observation. On constate que cette fois, le profil d'intensité de l'orbite 1541 est bien reproduit par un modèle à une population pour un facteur de calibration A voisin de 0.8 (de même pour la deuxième observation à SZA $\sim 30^\circ$). Le coefficient A correspondant au meilleur modèle pour les observations à SZA $\sim 90^\circ$ est proche de 1.

⁸ La composante du fond interplanétaire est enlevée avant de prendre en compte ce coefficient de calibration, en réalité, une méthode plus précise consisterait à recalibrer les données avant de retirer le fond interplanétaire. Comme la valeur du fond interplanétaire ne représente que 10 à 20 % de l'émission d'origine martienne et que les valeurs du coefficient A varieront entre 0.8 et 1, on peut considérer que le retrait du fond interplanétaire avant ou après la recalibration a peu d'influence sur les résultats.

5.4 Analyse des observations SPICAM

N° Orbit	SZA	Minimal value of the χ^2 function	n (cm ⁻³)	T (K)	A
Orbit 1507	SZA=90°	1.5	$4.5 \pm 1.0 \times 10^4$	400 ± 20	1.11
Orbit 1512	SZA=30°	1.5	$13.0 \pm 1.0 \times 10^4$	335 ± 20	0.81
Orbit 1514	SZA=90°	1.3	$4.6 \pm 1.0 \times 10^4$	400 ± 20	1.03
Orbit 1532	SZA=90°	2.2	$3.6 \pm 1.0 \times 10^4$	400 ± 20	1.04
Orbit 1541	SZA=30°	1.1	$9.8 \pm 1.0 \times 10^4$	305 ± 20	0.80
Orbit 1575	SZA=90°	1.5	$2.6 \pm 1.0 \times 10^4$	400 ± 20	1.10
Orbit 1582	SZA=90°	1.6	$2.7 \pm 1.0 \times 10^4$	335 ± 20	1.08

TAB. 5.4 - Valeurs des paramètres (n , T et A) permettant de reproduire le mieux les profils d'intensité pour chaque observation. A est un facteur d'échelle de l'intensité. Ce facteur d'échelle est systématiquement différent entre les observations à SZA $\sim 30^\circ$ ($A \sim 0.8$) et les observations à SZA $\sim 90^\circ$ ($A \sim 1.0$).

N° Orbit	SZA	Minimal value of the χ^2 function	n (cm ⁻³)	T (K)
Orbit 1507 A=0.80 A=0.85 A=0.90 A=0.95	SZA=90°	11.2 3.6 2.4 2.4	X $5.7 \pm 0.1 \times 10^5$ $3.9 \pm 0.1 \times 10^5$ $2.1 \pm 0.1 \times 10^5$	X 190 ± 20 200 ± 20 230 ± 20
Orbit 1512 A=0.80 A=0.85 A=0.90 A=0.95	SZA=30°	1.5 1.9 5.4 19.7	$1.3 \pm 0.1 \times 10^5$ $1.4 \pm 0.1 \times 10^5$ $1.8 \pm 0.1 \times 10^5$ X	350 ± 20 300 ± 20 255 ± 20 X
Orbit 1514 A=0.80 A=0.85 A=0.90 A=0.95	SZA=90°	3.6 2.0 2.0 2.0	$5.8 \pm 0.1 \times 10^5$ $4.3 \pm 0.1 \times 10^5$ $2.2 \pm 0.1 \times 10^5$ $1.2 \pm 0.1 \times 10^5$	190 ± 20 195 ± 20 225 ± 20 270 ± 20
Orbit 1532* A=0.80 A=0.85 A=0.90 A=0.95	SZA=90°	4.3 4.4 4.4 3.5	$4.2 \pm 0.1 \times 10^5$ $2.1 \pm 0.1 \times 10^5$ $1.3 \pm 0.1 \times 10^5$ $5.8 \pm 1.0 \times 10^4$	185 ± 20 215 ± 20 245 ± 20 330 ± 20
Orbit 1541 A=0.80 A=0.85 A=0.90 A=0.95	SZA=30°	1.1 3.0 13.3 33.0	$9.8 \pm 1.0 \times 10^4$ $1.2 \pm 0.1 \times 10^5$ X X	305 ± 20 255 ± 20 X X
Orbit 1575 A=0.80 A=0.85 A=0.90 A=0.95	SZA=90°	4.1 4.5 4.6 3.9	$3.6 \pm 0.1 \times 10^5$ $2.1 \pm 0.1 \times 10^5$ $1.2 \pm 0.1 \times 10^5$ $6.4 \pm 1.0 \times 10^4$	175 ± 20 195 ± 20 225 ± 20 275 ± 20
Orbit 1582 A=0.80 A=0.85 A=0.90 A=0.95	SZA=90°	3.2 3.5 3.5 2.8	$3.6 \pm 0.1 \times 10^5$ $2.1 \pm 0.1 \times 10^5$ $1.2 \pm 0.1 \times 10^4$ $5.6 \pm 1.0 \times 10^4$	175 ± 20 195 ± 20 230 ± 20 295 ± 20

TAB. 5.5 – Même tableau que 5.3, mais pour des valeurs de A (facteur d'échelle en intensité) comprise entre 0.8 et 0.95. Lorsque la valeur de la fonction χ^2 est supérieure à 10 pour tous les modèles, aucune valeur de n et T n'est indiquée

Chapitre 5 : Etude de la raie Lyman- α de l'hydrogène

Les températures permettant de reproduire le mieux les données pour les observations à SZA $\sim 90^\circ$ dépassent les limites de la grille de température utilisée et sont toujours en désaccord avec les estimations actuelles de la température exosphérique. De même pour les observations à SZA $\sim 30^\circ$, bien que cette fois les données soient bien reproduites par certains modèles, la température exosphérique de ces modèles reste supérieure à la température exosphérique attendue. Le tableau 5.5 donne une étude plus systématique de l'influence du coefficient A dont la valeur est, cette fois, fixée indépendamment du modèle sur la valeur minimale (minimum sur les modèles) de la fonction χ^2 et les paramètres du modèle s'ajustant le mieux aux données.

Pour les observations à SZA $\sim 30^\circ$, la valeur minimale de la fonction χ^2 ainsi que la densité du modèle reproduisant le mieux les données augmentent avec A tandis que la température exosphérique diminue. Pour les observations à SZA $\sim 90^\circ$, on observe l'effet inverse. En parcourant le tableau 5.5, on ne trouve aucune valeur du paramètre A permettant d'obtenir une valeur minimale de la fonction χ^2 inférieure à 2 pour les deux modèles avec une température exosphérique inférieure à 250 K. D'autre part, le facteur de calibration ne peut pas dépendre de la géométrie de l'observation et par conséquent ne peut expliquer le désaccord entre les modèles et les observations à SZA $\sim 30^\circ$ et les observations à SZA $\sim 90^\circ$.

Plusieurs explications peuvent être données pour expliquer la non reproduction simultanée des deux types d'observation, la première explication provient du fait que j'ai utilisé des distributions de vitesse maxwelliennes dans l'exosphère alors que les distributions données par la théorie de Chamberlain sont des distributions tronquées qui pourrait modifier les profils d'intensité. La deuxième explication est la présence d'une population satellite produite par de rares collisions et l'effet de la pression Lyman- α sur les atomes ou comme l'ont suggérés certains auteurs (Lichtenegger et al. 2006), la présence d'une population d'hydrogène chaud qui pourrait en partie contaminer les observations Lyman- α de l'hydrogène et modifier la hauteur d'échelle de la densité d'hydrogène.

La première hypothèse est difficile à tester car elle nécessite des changements importants dans le code de transfert de rayonnement.

La présence d'une population chaude ou d'une population satellite a pour effet d'augmenter la densité au-dessus de l'exobase. Dans le paragraphe suivant je m'intéresse à un modèle incluant deux populations : une population froide dont la température est celle de l'atmosphère au niveau de l'exobase (200 km) et une seconde population caractérisée par une température plus importante. Dans la suite, j'ai choisi de garder la valeur nominale $A = 1$.

V.4c) Modèles à deux populations

Dans ce paragraphe, je ne m'intéresse qu'aux deux observations présentées sur la figure 5.1 (orbite 1514 et 1541). Au-dessus de l'exobase, on suppose l'existence de deux populations : une population dite « froide » correspondant à la population thermique atmosphérique qui est le prolongement de la population située au-dessous de l'exobase, une population dite « chaude » caractérisée par une température plus élevée et supposée n'exister qu'au-dessus de l'exobase. Quelle que soit l'origine de cette population chaude, elle est décrite par une distribution de Chamberlain (Annexe A) caractérisée par sa densité et sa température à l'exobase (n_h, T_h). La température de la population froide (T_c) est fixée à 200 K qui est une température proche de celle estimée par Leblanc et al. (2006 ; 2007) à partir de l'étude de la variation de l'intensité des bandes de CO_2^+ , CO et N_2 avec l'altitude pour des observations proches de celles étudiées ici (voir chapitre 3). La densité de la population froide est aussi fixée et l'on cherche ensuite les paramètres de la population chaude permettant de reproduire les données au mieux en déterminant le minimum de la fonction χ^2 . Cette étude est réalisée pour plusieurs valeurs de la densité de la population froide. Cette densité est choisie dans une

5.4 Analyse des observations SPICAM

gamme telle que l'intensité aux basses altitudes soit bien reproduite par la population « froide » seule qui doit dominer. La figure 5.11 donne un exemple d'ajustement obtenu pour chacune des observations avec un modèle à deux populations⁹. Le profil d'intensité obtenu en ne considérant que la population froide est représentée en pointillés. On peut voir que l'effet de la population chaude, pour l'observation à SZA $\sim 30^\circ$ (5.11a) est d'augmenter l'intensité aux hautes altitudes (> 800 km) par rapport à l'intensité de la seule population froide (l'effet de la diffusion est prépondérant par rapport à l'effet de l'auto-absorption), tandis qu'aux basses altitudes (< 800 km), l'intensité obtenue avec deux populations est plus faible que l'intensité obtenue avec la seule population froide (l'auto-absorption domine par rapport à la diffusion). Pour l'observation à SZA $\sim 90^\circ$, l'intensité obtenue en présence de deux populations est supérieure à l'intensité obtenue en présence de la population froide seule à toutes les altitudes.

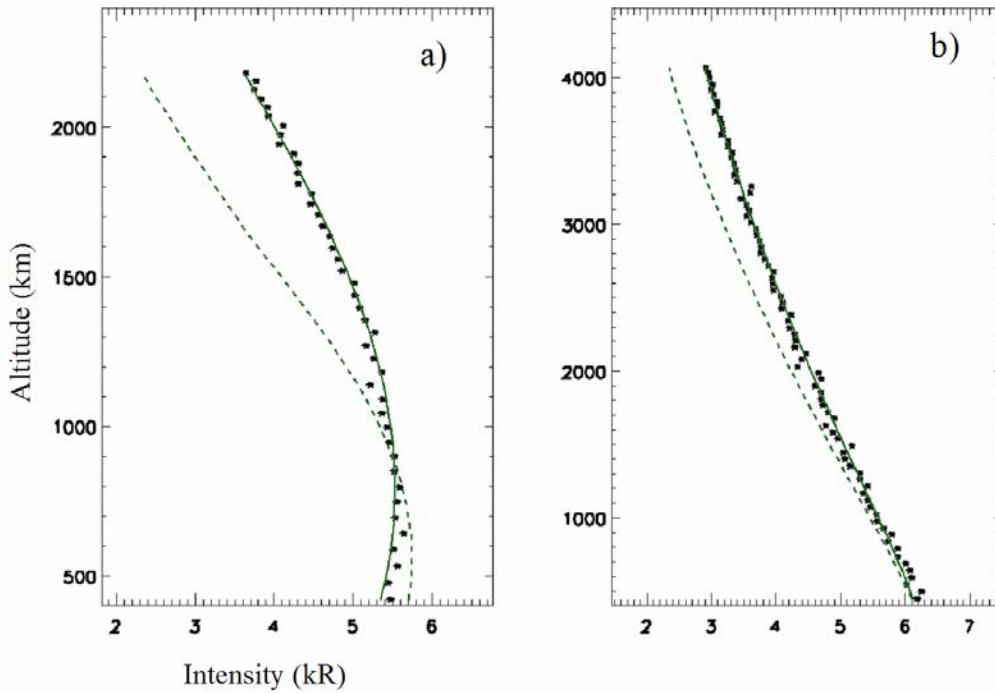


FIG. 5.11 – Meilleurs profils obtenus avec un modèle à deux populations (trait continu) pour l'orbite 1541 à SZA $\sim 30^\circ$ (a) et pour l'orbite 1514 à SZA $\sim 90^\circ$ (b). La contribution de la population froide seule est représentée en trait discontinu.

Ces effets permettent d'estimer les valeurs de densité de la population froide. Pour l'observation à SZA $\sim 90^\circ$, des modèles avec une densité de la population froide $n_c = 1.6, 1.8, 2.0, 2.2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ont été calculés. Pour l'observation à SZA $\sim 30^\circ$, des modèles avec une densité de la population froide $n_c = 0.6, 0.8, 1.0, 1.2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ont été calculés. Le tableau 5.6 donne la valeur du paramètre n_h reproduisant le mieux les observations (la température T_h est très mal contrainte) ainsi que le rapport n_h/n_c obtenu pour les différents choix de n_c pour chacune des observations.

⁹ Le calcul de transfert de rayonnement est fait en supposant une température identique de 200 K pour les deux populations (σ_0 et la largeur de profil spectral dépendent en réalité de la température).

Chapitre 5 : Etude de la raie Lyman- α de l'hydrogène

orbite	n_c ($\times 10^5 \text{ cm}^{-3}$)	χ^2_{min}	n_h ($\times 10^4 \text{ cm}^{-3}$)	n_h/n_c
1514 (SZA $\approx 90^\circ$)	1.6	3.5	2.3	14%
	1.8	1.8	1.9	11%
	2.0	1.6	1.2	6%
	2.2	3.4	0.8	4%
1541 (SZA $\approx 30^\circ$)	0.6	27.3	3.6	60%
	0.8	3.2	3.0	38%
	1.0	1.8	1.9	19%
	1.2	6.4	1.3	11%

TAB. 5.6 – Valeurs de la densité de la population chaude permettant de mieux reproduire les données pour différentes valeurs de la densité de la population froide pour les observations faites lors des orbites 1514 et 1541. La valeur minimale de la fonction χ^2 est aussi indiquée.

La gamme de densité de la population froide choisie est suffisante puisque la valeur minimale de la fonction χ^2 augmente à la fois au début et à la fin de cette gamme.

Pour l'observation à SZA $\sim 90^\circ$, la meilleure valeur de densité de la population froide n_c est $2.0 \pm 0.2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$. Pour $n_c = 2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, les valeurs des paramètres n_h et T_h sont : $1.2 \pm 0.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ et $T_h > 600 \text{ K}$.

Pour l'observation à SZA $\sim 30^\circ$, la meilleure valeur de densité de la population chaude n_h est $1.0 \pm 0.2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$. Pour $n_c = 1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, Les valeurs des paramètres n_h et T_h sont : $1.9 \pm 0.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ et $T_h > 580 \text{ K}$.

Les valeurs de densité obtenues pour la population froide sont inférieures respectivement d'un facteur 2 et 4 par rapport à la densité prédite en période de minimum d'activité solaire ($T = 200 \text{ K}$) de Krasnopolsky (2002), mais plus élevée que les valeurs déduites des observations Mariner 6 et 7 ($3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$). Ces valeurs sont supérieures respectivement d'un facteur 8 et 16 par rapport aux valeurs estimées par Galli et al. (2007) à partir de l'analyse des données du détecteur de particules neutres (NPD) de l'instrument ASPERA-3 à bord de Mars Express qui est sensible au rayonnement UV en plus de son objectif principal de détection des neutres énergétiques (Barabash et Lundin 2006). Les intensités mesurées par NPD sont beaucoup plus faibles que celles mesurées par SPICAM et par les missions Mariner 6 et 7 à hautes altitudes. Les profils donnés par Galli et al. (2007) indiquent une intensité de 0.5 kR à 4000 km d'altitude tandis que les intensités mesurées par SPICAM à 4000 km sont plutôt de l'ordre de 3kR (Figure 5.4b) et celles mesurées par les missions Mariner 6 et 7 de l'ordre de 2kR (Barth et al. 1971) ces auteurs expliquent cette différence par une forte variabilité spatiale et temporelle de la couronne d'hydrogène. Cette variation temporelle n'étant pas visible entre les observations faites par SPICAM et les spectromètres UV à bord des missions Mariner 6 et 7, un problème dans la calibration de NPD, dont on a vu l'importance pour l'estimation des paramètres exosphériques est très certainement à l'origine de cette différence significative et nous les rejetons comme fausses.

Le rapport de densité de la population chaude et de la population froide déduit est d'environ 20 % pour l'observation à SZA $\sim 30^\circ$ et de 6% soit trois fois plus faible pour l'observation à SZA $\sim 90^\circ$. Il semblerait donc, que la densité de la population chaude diminue avec SZA tandis que la densité de la population froide augmente avec SZA. Les profils de densité correspondant aux valeurs des paramètres donnés ci-dessus et extrapolés jusqu'à 50 000 km sont représentés sur la figure 5.12 et comparés au profil de densité déduit des missions Mariner (Anderson et Hord 1971, 1972).

5.4 Analyse des observations SPICAM

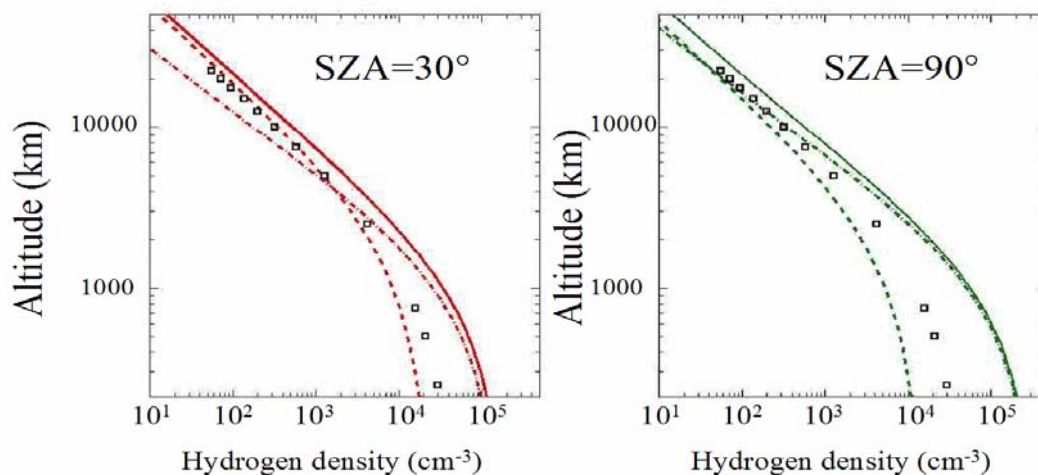


FIG. 5.12 – profils de densité d’hydrogène déduit des observations des orbites 1541 (a) et 1514 (b) (trait continu). Les courbes en pointillés représentent les profils des populations chaude et froide. Les points représentent les valeurs de la densité pour les paramètres déduits des missions Mariner 6 et 7 (profil donné dans la correction Anderson et Hord 1972).

Pour l’observation à $\text{SZA} \sim 90^\circ$, la population chaude devient dominante vers 20 000 km ($n_h \sim 10 - 100 \text{ cm}^{-3}$) tandis que pour l’observation à $\text{SZA} \sim 30^\circ$ elle devient dominante vers 4000 km ($n \sim 1000 \text{ cm}^{-3}$). La comparaison avec le profil de densité obtenu par les missions Mariner 6 et 7 montre qu’au-dessus de 5000 km, la densité déduite des missions Mariner est seulement 40 % plus faible que celle déduite par SPICAM pour l’observation 1541 à $\text{SZA} \sim 30^\circ$ et donc en très bon accord. La différence est plus grande au terminateur (densité Mariner deux fois plus faible que celle estimée par SPICAM/MEX). Lorsque l’on avait ajusté le profil d’intensité avec une seule population, la valeur de la température déduite pour l’observation à $\text{SZA} \sim 90^\circ$ était de $365 \pm 20 \text{ K}$ en très bon accord avec la température déduite des mesures durant les missions Mariner. L’évaluation de la température à partir des mesures Lyman- α lors des survols de Mars par Mariner 6 et 7 pourrait donc avoir été fortement dépendante de l’hypothèse d’une seule population. Pour les altitudes inférieures à 5000 km, le désaccord est plus grand. Cependant il faut noter que l’analyse fait par Anderson et Hord (1971,1972) n’utilise que des données situées au-dessus de 950 km d’altitude et la valeur de densité à l’exobase (située à 250 km) est obtenue par extrapolation de leur modèle d’exosphère à une seule composante.

V.5) Interprétation des résultats

V.5a) Température exosphérique et cycle solaire

Le chauffage et l’ionisation de la haute atmosphère de Mars et Vénus sont essentiellement gouvernés par l’équilibre entre l’absorption par le CO_2 du rayonnement XUV solaire ($\lambda \sim 1 - 30 \text{ nm}$). Vénus et Mars possèdent des atmosphères composées majoritairement de CO_2 , la température exosphérique des deux planètes est supposée avoir un comportement similaire en fonction de l’activité solaire. Les estimations de la température exosphérique (Bougher et al. 2000) de Mars en période de maximum et de minimum d’activité solaire montre une plus grande dépendance de celle-ci avec l’activité solaire que Vénus. Krasnopolsky (2002) considérait une température exosphérique de 200 K en période de minimum d’activité solaire, déduite du profil de densité mesuré par la mission Viking 1 (Nier et McElroy 1977) et une

Chapitre 5 : Etude de la raie Lyman- α de l'hydrogène

température exosphérique de 350 K en période de maximum d'activité solaire basée sur l'analyse des observations Lyman- α effectuées par les missions Mariner 6 et 7. Comme nous venons de le voir en analysant les données Lyman- α mesuré par SPICAM/MEX, un modèle à deux composantes est nécessaire pour reproduire les observations à SZA $\sim 30^\circ$. La barre d'erreur importante donnée par Anderson et Hord (1971) sur la température exosphérique (100 K) est probablement due à un écart systématique du modèle à une composante par rapport aux observations plutôt qu'aux incertitudes sur les mesures. Par conséquent, les données Mariner pourraient être compatibles avec un modèle à deux populations d'hydrogène exosphérique. La forte variabilité de la température exosphérique avec le cycle solaire, suggérée par les mesures Viking 1, Mariner 6 et 7 et aussi en contradiction avec les variations du pic de densité du plasma ionosphérique (Lichtenegger et al. 2004). En analysant les profils de densité ionosphérique des missions Mariner 4, 6, 7 et 9 et les profils ionosphériques obtenus par les missions Viking 1 et 2, Bauer et Hantsch (1989) ont montré que la température de la composante neutre au voisinage du pic ionosphérique (~ 130 km) variait entre 180 et 220 K durant le cycle solaire et en concluait que l'évolution de la température de Mars au voisinage du pic ionosphérique était essentiellement la même que l'évolution de la température de Vénus. Bougher et Dickinson (1988) ont suggéré eux qu'une plus grande efficacité du chauffage liée à la structure 3D complexe de la circulation thermosphérique pouvait expliquer une plus grande efficacité du chauffage de la thermosphère compensant le refroidissement lié au rayonnement à $15 \mu\text{m}$ du CO_2 et pouvait expliquer, par conséquent, les plus grandes variations de température exosphérique sur Mars que sur Vénus. Les mesures de température déduite des manœuvres d'aérofreinage des sondes Mars Global Surveyor (Keating et al. 1998, Bougher et al. 2000) en période de minimum d'activité solaire et de Mars Odyssey en période de maximum d'activité solaire permettent d'estimer les températures exosphériques entre 220 et 240 K. Par conséquent il semble bien confirmé que la variation de la température exosphérique en fonction de l'activité solaire est plus faible que celle déduite auparavant par l'analyse des mesures Lyman- α des missions Mariner 6 et 7, biaisée par la présence d'une population chaude (Lichtenegger et al. 2007).

V.5b) Origine de la population chaude

Selon les modèles photochimiques récents (ex : Krasnopolsky 2002), les principales sources d'hydrogène atomiques entre 80 et 200 km sont les réactions (R5.2) et (R5.3). La production intégrée en altitude de 80 à 200 km est donnée respectivement de $1.05 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et $1.17 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ d'après Krasnopolsky (2002). L'énergie de l'atome d'hydrogène produit est respectivement de 1 et 8 eV (Lichtenegger et al. 2004) donc supérieure à l'énergie d'échappement de l'hydrogène (~ 0.1 eV à l'exobase). D'après le modèle photochimique de Krasnopolsky (2002) (voir tableau 1.1 chapitre 1), trois autres réactions peuvent produire de l'hydrogène avec une production colonne de l'ordre de $3 \times 10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, les autres réactions étant négligeables. Par conséquent, les deux réactions indiquées ci-dessus devraient produire l'essentiel de l'hydrogène atomique entre 80 et 300 km. Tandis que l'exosphère se trouve vers 200 km d'altitude, l'ionosphère s'étend jusqu'à 500-600 km (chapitre 1). Comme l'a montré l'étude de la recombinaison dissociative de l'ion O_2^+ (chapitre 2, Figure 2.10), si une réaction se produit aux basses altitudes, l'atome d'hydrogène produit sera refroidi rapidement et formera la composante exosphérique froide qui domine la région inférieure de l'exosphère. Si au contraire l'atome d'hydrogène est produit au voisinage de l'exobase, il ne sera pas refroidi complètement et formera la composante chaude de l'exosphère martienne. Ces réactions pourraient être à l'origine de la population chaude observée par SPICAM/MEX et produire un échappement d'hydrogène d'origine non-thermique.

5.5 Interprétation des résultats

Dans une étude plus récente, Lichtenegger et al. (2007) incluent ces deux réactions pour en déduire le profil de densité d'hydrogène chaud. Leur modèle, basé sur une approche Monte-Carlo décrivant les collisions entre atomes d'hydrogène chaud et les molécules de CO₂ avec un simple potentiel de type sphère dure donne une densité d'hydrogène chaud voisine de 10² cm⁻³ à l'exobase, inférieure de deux ordres de grandeur par rapport à la valeur estimée à partir des observations SPICAM/MEX. Les incertitudes sur le coefficient de la réaction (1) estimé entre 0.4 et 1.4 x 10⁻¹⁰ cm³.s⁻¹ (Scott et al. 1997) ne peuvent pas expliquer une telle différence. Une autre source potentielle d'hydrogène chaud provient des réactions d'échange de charge entre protons et neutre exosphérique conduisant à la formation d'atomes neutres énergétiques (H-ENA) (voir chapitres 1 et 2). Enfin une partie des atomes d'hydrogène produit par échange de charge avec les protons du vent solaire dont l'énergie reste inférieure à l'énergie d'échappement peut produire une population satellite avec un temps de vie d'environ 25 jours avant d'être ionisée par le flux UV solaire. Quelle que soit l'origine de cette population, si la durée de vie de ces atomes en orbites satellites est suffisamment grande, la contribution à la densité totale de cette population pourrait être plus grande que la densité estimée à partir de la théorie de Chamberlain décrivant les atomes satellites (Annexe A) à cause du faible nombre de collisions pouvant les dévier de leur trajectoire.

V.5c) Echappement d'hydrogène

Si l'on ne considère que la population froide, l'échappement d'hydrogène, estimé à partir de la formule de Jeans est égal à 3.4x10⁷ cm⁻².s⁻¹ (soit 5.7 x10²⁵ s⁻¹ en intégrant sur toute la surface de l'exobase) à SZA ~ 30° et égal à 6.8x10⁷ cm⁻².s⁻¹ (1.1x10²⁶ s⁻¹) à SZA ~ 90°. L'échappement du à la population chaude, caractérisée ici par une distribution maxwellienne à la température T_h = 500 K et en intégrant seulement du côté jour est de 3.5x10⁸ cm⁻².s⁻¹ (2.9x10²⁶ s⁻¹) à SZA ~30° et 2.2x10⁸ cm⁻².s⁻¹ (1.8x10²⁶ s⁻¹) à SZA ~90°. Ce qui montre que l'échappement d'hydrogène est largement dominé par l'échappement de la population chaude. Le tableau 5.7 résume ces résultats (le flux intégré considéré est celui de H₂O qui est deux fois plus faible que le flux d'échappement d'hydrogène donné au-dessus).

	n _c (x10 ⁵) (cm ⁻³)	T _c (K)	Φ (x10 ⁸) (cm ⁻² s ⁻¹)	Flux d'eau perdue (x10 ²⁶ s ⁻¹)	Perte totale d'eau (x10 ⁻³ précipitable μm/yr ou en m/Gyr)
Population froide SZA=33°	1.0	200	0.3	0.3	0.2
Population chaude	0.19	500	3.5	1.4	0.9
Population froide SZA=90°	2.0	200	0.7	0.6	0.4
Population chaude	0.12	500	2.2	0.9	0.6
Average Population froide			0.6	0.5	0.3
Population chaude			2.6	1.1	0.7

TAB. 5.7 – Echappement de l'eau déduit des observations SPICAM/MEX dans différentes unités.

L'échappement de la composante chaude n'est intégré que du côté jour. Le flux moyen est estimé par (2Φ₉₀ + Φ₉₀)/3 qui prend en compte le fait que l'élément de surface différentiel est deux fois plus grand à SZA ~90° que celui à SZA ~30°. Deux atomes d'hydrogène s'échappant correspondent à une molécule d'eau perdue par l'atmosphère de Mars.

Les flux d'échappement estimés sont inférieurs au flux limite de Hunten (annexe B) qui donne le flux limite de diffusion à l'homopause (limite entre la région dominée par le mélange et la région dominée par la diffusion) si l'on considère les espèces H et H₂ (espèces

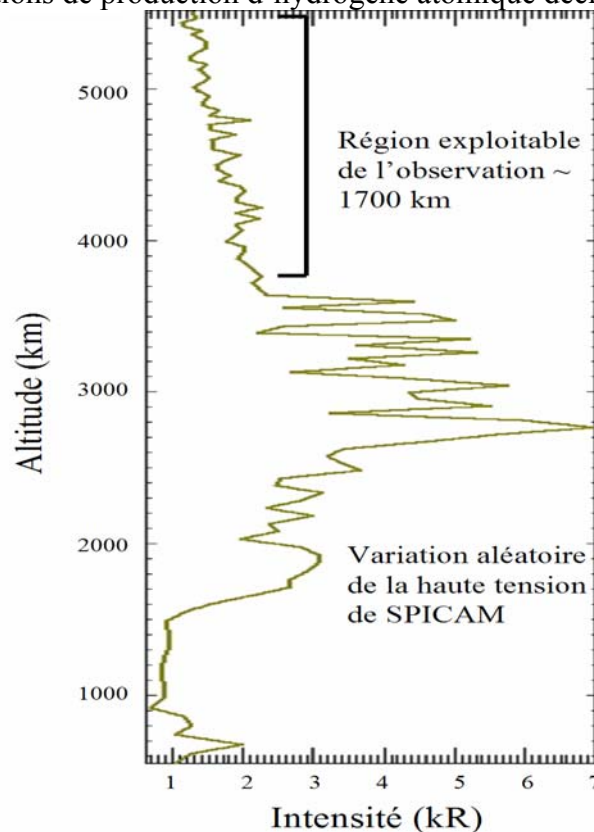
hydrogénées majoritaires dans la thermosphère). Par ailleurs la quantité de vapeur d'eau présente en moyenne dans l'atmosphère de Mars est de 10 pr μm , l'échappement moyen de 1 pr $\mu\text{m}/\text{an}$ estimé à partir des mesures SPICAM/MEX montre donc que la vapeur d'eau contenue dans Mars, si elle n'était pas renouvelée par la sublimation des calottes polaires disparaîtrait au bout de 10 000 ans.

V.6) Conclusion et Perspectives

Cette étude de l'analyse des premières observations SPICAM/MEX du rayonnement Lyman- α a montré que seuls les modèles à deux populations d'hydrogène : une composante thermique froide et une composante chaude permettaient à l'aide d'un modèle de transfert de rayonnement de reproduire les observations. De nombreuses extensions peuvent aider à affiner cette étude et mieux comprendre l'origine et la quantité d'hydrogène chaud :

○ Extension de l'étude des observations Lyman- α par SPICAM

- L'étude des profils exosphériques Lyman- α plus récents obtenus par SPICAM. Les derniers profils exosphériques mesurés sont plus difficiles à analyser à cause des changements aléatoires de la haute tension (donc du gain) de SPICAM. Cependant l'analyse de ces profils montre que le profil d'intensité reste exploitable dans certaine gamme d'altitudes (ou l'on observe peu de changement de la HT).
- L'étude des profils Lyman- α au-dessous de 400 km (pour les observations ou il n y a pas de lumière parasite comme celle représentée Figure 5.2). Cette étude nécessiterait un modèle thermosphérique plus réaliste prenant en compte les réactions de production d'hydrogène atomique décrite au paragraphe V.5b.



5.6 Conclusion et perspective

FIG. 5.13 – Exemple de profil d'intensité Lyman- α obtenu récemment (orbite 3857) (petite fente). Des variations aléatoires de la haute tension (HT) c'est à dire du gain de l'instrument rendent le profil inexploitable au-dessous de ~ 3700 km. Par contre la partie supérieure est peu sujette à ces variations et donnent des intensités proches de celles estimées sur les observations précédentes. Cette région pourra donc être analysée de la même façon que les observations étudiées dans ce chapitre.

- De nouvelles observations SPICAM en mode slew (rotation) ont été programmées pour permettre de sonder une plus grande région de l'atmosphère.
 - Des observations conjointes SPICAM/HST (en collaboration avec J. Clarke de l'université de Boston) sont programmées pour d'une part comparer les résultats et donc d'améliorer la calibration absolue de SPICAM et d'autre part HST permettra d'observer une région beaucoup plus étendue de la haute atmosphère martienne et donc de peut être confirmer (ou infirmer) la présence d'une population chaude. Les observations HST de très grande résolution permettent aussi de séparer les raies du deutérium et de l'hydrogène et donc de contraindre le rapport isotopique D/H dont l'importance dans l'estimation de l'échappement de l'eau a été indiquée dans le chapitre d'introduction.
- **Amélioration du modèle de transfert de rayonnement**
 - Prendre en compte un profil de redistribution en fréquence et les variations de températures dans la thermosphère. Par exemple en utilisant le modèle de transfert de rayonnement Monte-Carlo.
 - Prendre en compte la fonction de phase pour la redistribution angulaire, au moins pour le terme d'émission primaire.
 - Prendre en compte des distributions non-maxwelliennes dans l'exosphère
- **Amélioration de la modélisation de la couronne d'hydrogène**
 - En décrivant la composante chaude issue des réactions R1 et R2 décrite au paragraphe V.5b. Un modèle tel que celui utilisé pour décrire la recombinaison dissociative de O_2^+ pourrait assez facilement être utilisé pour cette étude en incluant de nouveaux potentiels d'interaction entre les atomes d'hydrogène produits et les molécules de CO_2 et les atomes d'oxygène.
 - Prendre en compte des effets non décrits par la théorie classique de Chamberlain tels que la force résultant de la pression du rayonnement Lyman- α sur les atomes d'hydrogène susceptible de produire une population satellite (Chen et Cloutier 2003). J'ai développé une version Monte-Carlo reproduisant les profils de Chamberlain (pour des hypothèses identiques) qui permettrait de prendre en compte facilement cet effet ainsi que l'effet d'une distribution non-maxwellienne à l'exobase, les échanges de charge, une densité d'hydrogène non uniforme à l'exobase

Chapitre 5 : Etude de la raie Lyman- α de l'hydrogène

- Détermination de la densité de la population d'hydrogène ENA par exemple en couplant un modèle d'exosphère d'hydrogène déduit des observations SPICAM avec le modèle hybride développé par R. Modolo et G.M Chanteur du CETP décrit aux chapitres 1 et 2.

Enfin les observations récentes réalisées par le spectromètre UV à bord de la mission cométaire ROSETTA lors de son passage au voisinage de Mars ont permis d'observer de nombreuses raies dont les raies Lyman- α et Lyman- β de l'hydrogène. La raie Lyman- β est particulièrement intéressante car elle est optiquement mince et pourrait donc permettre de déterminer la colonne densité intégrée sur la ligne de visée sans l'aide de modèle, mais sa superposition avec une raie de l'oxygène atomique rend l'analyse plus délicate lorsqu'on observe les régions basses de l'exosphère.

Chapitre 6 : Etude du triplet de l'oxygène

Dans ce chapitre, je vais présenter la méthode suivie pour analyser le triplet de l'oxygène à 130 nm observé par SPICAM et les résultats, encore préliminaires, obtenus. La méthode d'analyse est similaire à celle effectuée pour l'étude de la raie Lyman- α . On compare des profils théoriques d'intensité avec le profil observé afin d'en déduire la température et la densité d'oxygène à l'exobase. Deux sources d'excitation possibles sont décrites, l'excitation par diffusion résonante des photons solaires et l'excitation par impact des photoélectrons sur l'oxygène atomique atmosphérique.

Après avoir décrit les principaux résultats obtenus sur Mars avant la mission Mars Express, je décrirai les observations SPICAM étudiées puis les hypothèses faites pour calculer des profils d'intensité produite par l'excitation résonante des photons solaires et l'excitation par l'impact des photoélectrons. Enfin, la densité d'oxygène et la température à l'exobase ainsi que le rapport de mélange [O]/[CO₂] déduits de ces comparaisons seront présentés et discutés.

VI. 1) Le triplet OI – 130.4 nm planétaire

VI.1a) Le triplet de l'oxygène à 130.4 nm

Le triplet de l'oxygène est composé des trois transitions de longueurs d'onde $\lambda_1 = 130.217$ nm, $\lambda_2 = 130.486$ nm, $\lambda_3 = 130.603$ nm provenant de la transition entre l'état excité $(2p)^3(3s)_1\ ^3S_1$ et des trois sous niveaux de l'état fondamental $(2p)^4\ ^3P_{2,1,0}$ (Strickland et Donahue 1970). L'écart énergétique du niveau 3S par rapport au niveau fondamental 3P est de 9.51 eV. Le diagramme d'énergie est représenté sur la figure 4.5 du chapitre 4.

Ces raies sont caractérisées par une force d'oscillateur $f = 0.048$ (Ogawa 1982 ; Doering et al. 1985) et une section efficace d'auto-absorption proportionnelle à cette force d'oscillateur (équation 4.11). Si l'on considère des profils de raie gaussiens, les sections efficaces au centre de chacune des raies du triplet sont données, en pratique par la relation :

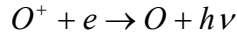
$$\sigma_0(\text{cm}^2) = \frac{2.9 \times 10^{-12}}{\sqrt{T(\text{K})}} \quad (6.1)$$

VI.1b) Observation planétaire du triplet de l'oxygène

Les premières observations de l'émission de l'oxygène à 130.4 nm, dans la haute atmosphère terrestre, ont été réalisées à la fin des années 50, à l'aide de fusées-sondes (Chubb et al. 1958). C'est aussi un spectromètre à basse résolution à bord d'une fusée-sonde (fusée Aerobee) qui a détecté cette émission pour la première fois dans la haute atmosphère de Vénus. (Moss et al. 1969). Cette observation vénusienne fut confirmée plus tard, toujours à l'aide d'observations effectuées depuis la Terre avec un spectromètre de meilleure résolution qui permet de mesurer une intensité de 5.5 ± 0.5 kR (Moos et Rottman 1971, Rottman et Moos 1973). Cette émission n'avait pas été observée *in-situ*, par les missions Mariner 5 et Venera 4 dans la haute atmosphère de Vénus (Barth et al. 1967 ; Kurt et al. 1968). Cependant, une ré-analyse des données de la mission Mariner 5 permis, quelques années plus tard de la mettre en évidence pour les observations effectuées au voisinage du terminateur (Anderson 1975). Elle fut observée par la plupart des missions vénusiennes suivantes (Broadfoot et al. 1974b ; Stewart et al. 1979, Bertaux et al. 1981). Sur Mars, cette émission fut observée pour la première fois à l'aide des spectromètres UV des missions Mariner 6 et 7 déjà évoquées dans les chapitres

Chapitre 6 : Etude du triplet de l'oxygène

précédents (Barth et al. 1971) puis par la mission Mariner 9. Les profils obtenus lors des missions Mariner 6 et 7 sont représentés sur la figure 6.1. Deux mécanismes sont à l'origine de cette émission du côté jour (« dayglow »), la diffusion résonante des photons solaires et l'excitation par impact des photoélectrons Fox et Dalgarno (1979), Fox et Bougher (1991). Cette émission a aussi été détectée du côté nuit de la Terre et de Vénus (« nightglow »). Dans le cas de l'émission nightglow équatorial terrestre, le mécanisme dominant est la recombinaison rayonnante des ions O^+ avec un électron (Julienne et al. 1974) :



Sur Vénus, les densités ioniques et électroniques sont trop faibles pour que cette réaction joue un rôle important dans l'émission nocturne. Des flux d'électrons énergétiques précipitant dans l'atmosphère peuvent aussi exciter, par impact, les atomes d'oxygène atomique et contribuer à l'émission à 130.4nm nocturne. On parle dans ce cas d'émission aurorale. Cette émission aurorale a été observée sur Terre et Vénus du côté nuit (Strickland and Rees 1974 ; Phillips et al. 1986). Sur Vénus l'impact d'électrons énergétiques pourrait expliquer l'émission 130.4 nm observée, si l'on considère des électrons précipitant d'énergie relativement faibles (quelques dizaines d'eV) (Fox et Stewart 1991). Sur Mars, la raie de l'oxygène à 130.4 nm n'a pas été observée dans l'aurore martienne observée par SPICAM sur Mars Express (Bertaux et al. 2005b, voir chapitre 3).

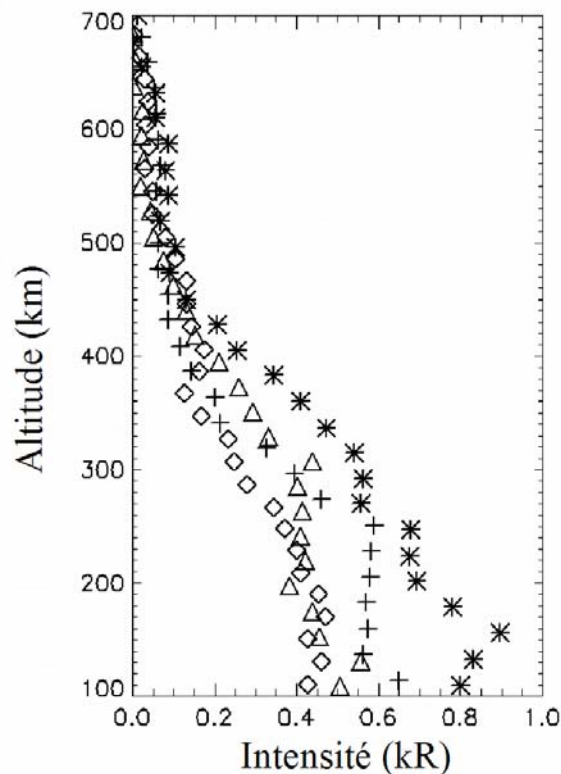


FIG. 6.1 – Profils d'intensité du triplet à 130.4 nm de l'oxygène mesuré lors des survols de Mars par les missions Mariner 6 et 7. L'altitude correspond à l'altitude du point tangent de la ligne de visée. Les étoiles et les croix représentent les profils obtenus lors de la mission Mariner 6 (SZA = 0° et SZA = 27°). Les triangles et les losanges représentent les profils obtenus lors de la mission Mariner 7 (SZA = 0° et SZA = 44°). D'après Barth et al. (1971)

6.1 Le triplet OI – 130.4 nm planétaire

VI.1c) Analyse du triplet de l'oxygène martien observé par les missions Mariner

L'analyse du triplet de l'oxygène permet de déterminer le rapport de mélange $p=[O]/[CO_2]$ qui est un paramètre important pour caractériser l'équilibre thermique de la thermosphère car il permet de quantifier le taux d'excitation des états vibrationnels de CO_2 dû aux collisions entre les atomes d'oxygène et les molécules de CO_2 . Ces excitations augmentent le refroidissement par rayonnement IR et donc diminuent la température thermosphérique (Bougher et al. 1999).

Pour analyser les profils d'intensité du triplet de l'oxygène mesurés par les missions Mariner 6 et 7, Strickland et al. (1972) utilisent un modèle de transfert de rayonnement qu'ils couplent avec un profil de densité d'oxygène théorique (symétrie sphérique). Les deux sources d'excitation (diffusion résonante des photons solaires et impact des photoélectrons) sont décrites dans cette analyse. Le terme primaire dû à l'impact des photoélectrons sur les atomes d'oxygène $S_0^{pe}(z, \theta)$, en un point d'altitude z et à un angle solaire zénithal θ est donné par :

$$S_0^{pe}(z, \theta) = n_O(z) g_{pe}[N(z, \theta)] \quad (6.2)$$

Dans cette équation, $n_O(z)$ est la densité d'oxygène à l'altitude z et $g_{pe}[N(z, \theta)]$, la fréquence d'impact des photoélectrons conduisant à l'état d'excitation 3S de l'oxygène et dépendant uniquement de la colonne densité au point considéré dans la direction solaire $N(z, \theta)$ (Stewart 1970). Comme les photons solaires, les photons émis par désexcitation des atomes d'oxygène peuvent ensuite être diffusés de façon résonante et le calcul du terme multiple décrivant ces résonances nécessite l'utilisation d'un modèle de transfert de rayonnement (voir chapitre 4).

La méthodologie générale pour déterminer la valeur $g_{pe}(z, \theta)$ consiste à déterminer la distribution en énergie du flux de photoélectrons : $\Phi_e(E, z, \theta)$ à l'équilibre à l'aide de modèle décrivant le transport des photoélectrons. Une fois la distribution en énergie du flux des photoélectrons à l'équilibre $\Phi_e(E, z, \theta)$ déterminée, la fréquence d'impact g_{pe} , s'obtient en intégrant sur les énergies cette distribution multipliée par la section efficace $\sigma[^3S](E)$ d'excitation de l'oxygène atomique dans l'état 3S par des électrons d'énergie E :

$$g_{pe}(z, \theta) = \int_E \sigma[^3S](E) \times \Phi_e(E, z, \theta) dE \quad (6.3)$$

A partir d'un modèle décrivant le transport des photoélectrons, Stewart (1970) donne une formule analytique du facteur d'excitation, pour une atmosphère composée de O, N_2 et O_2 (atmosphère terrestre) et en utilisant les sections efficaces données par Zipf et Stone (1971) de la forme :

$$g_{pe}(N; cm^{-2}) = \frac{1}{B_0 + B_1(N/10^{17}) + B_2(N/10^{17})^s} = \frac{g_{pe}(0)}{1 + C_1(N/10^{17}) + C_2(N/10^{17})^s} \quad (6.4)$$

B_0, B_1, B_2, C_0, C_1 sont des constantes (les constantes C_i s'expriment en fonction des constantes B_i et de $g_{pe}(0)$ représentant la fréquence d'impact lorsque $N = 0$, c'est à dire en haut de l'atmosphère)

La détermination de la fonction $g_{pe}[N(z, \theta)]$ utilisée par Strickland et al. (1972) pour une atmosphère dominée par CO_2 (atmosphère martienne) est aussi donnée par une formule analytique (équation 6.4) obtenue à partir de travaux de A.I. Stewart non publiés qui conduisent à une valeur $g_{pe}(0) = 3.6 \times 10^{-8} s^{-1}$ à 1 UA. L'utilisation de ce profil de fréquence

Chapitre 6 : Etude du triplet de l'oxygène

d'impact et des flux solaires à 130.4 nm mesurés (Hall et Hinteregger 1970 $\sim 1.5 \times 10^9$ ph cm⁻² s⁻¹ réparti sur le triplet) montre que l'impact des photoélectrons est une source négligeable d'excitation devant l'excitation par les photons solaires et donne un taux de mélange p au niveau du pic de densité électronique (à 135 km) compris entre 0.5 et 1%, pour une température exosphérique $T_{exo} = 325$ K.

Pour analyser quelques données obtenues par la mission Mariner 9, par des observations limbes et nadir, Strickland et al. (1973) utilisent la même méthodologie que celle décrite ci-dessus, mais avec une température exosphérique de 300 K. Une constante multiplicative c décrivant les incertitudes sur le flux solaire est aussi estimée. Deux solutions sont obtenues selon que ces auteurs utilisent la fréquence d'impact précédente ou celle basée sur les sections efficaces révisées de Zipf et Stone (1971) conduisant à $g_{pe}(0) = 1.7 \times 10^{-7}$ s⁻¹ à 1 UA. Typiquement pour la première fréquence d'impact, les résultats obtenus sont : $p \sim 1\%$, $c \sim 3 - 4$, dans ce cas l'excitation par impact électronique est négligeable par contre, la dissociation de CO₂ par impact électronique est nécessaire pour reproduire les profils limbes au-dessous de 150 km.

Pour la deuxième valeur de fréquence d'impact électronique, les résultats obtenus sont : $p \sim 5.6\%$, $c \sim 0.95$. Dans ce cas l'excitation par impact électronique est dominante et la dissociation de CO₂ n'est plus utile pour reproduire les données. L'obtention d'un ajustement un peu meilleur dans le premier cas, fait préférer à ces auteurs la première solution.

L'analyse des observations nadir avec les paramètres : $c = 4$ et $g_{pe}(0) = 3.6 \times 10^{-8}$ s⁻¹ à 1UA montre que la densité d'oxygène est plus importante l'après midi que le matin d'environ 40% (Strickland et al. 1973).

L'analyse plus fine des différentes raies par Fox et Dalgarno, 1979 conduit ces auteurs à suggérer que les sections efficaces de Stone et Zipf (1974) sont surestimées d'un facteur 3 ce qui va dans le sens de la solution choisie par Strickland et al. (1973).

Vingt ans plus tard, les données obtenues par la mission Mariner 9 sont ré-analysées (Stewart et al. 1992) en utilisant un modèle de circulation général 3D (Bougher et al. 1990) et un modèle thermosphérique empirique (Stewart 1987) couplé à un modèle de transfert de rayonnement Monte Carlo avec redistribution partielle en fréquence (Meier et al. 1982). La fréquence d'impact des photoélectrons utilisée est $g_{pe}(0) = 1.7 \times 10^{-7}$ s⁻¹ à 1 UA obtenus en utilisant les sections efficaces de Zipf et Erdmann (1985) et un flux solaire de 7.2×10^9 ph cm⁻² s⁻¹ (soit 5 fois la valeur estimée par Hall et Hinteregger 1970) estimé à partir d'une relation empirique de Mount et Rottmann (1985) reliant le flux solaire à 130.4 nm au flux F_{10.7}. (Pour les observations considérées, F_{10.7} = 54 au niveau de Mars). Dans une première étude, à l'aide du modèle d'atmosphère empirique dont la température exosphérique est supposée être égale à 325 K, ces auteurs essayent d'ajuster les observations aux intensités modélisées en jouant sur la densité d'oxygène.

Les conclusions de ces auteurs sont alors les suivantes :

La dépendance en fonction des paramètres géométriques des observations est mieux reproduite lorsque le rapport de mélange p est égal à 0.25 %, tandis que l'intensité totale est mieux ajustée lorsque l'on suppose un rapport de mélange p égal à 0.75 %. Dans les deux cas, les rapports de mélange sont légèrement inférieurs à ceux estimés par Strickland et al. (1973) à cause des sources d'excitation utilisées (plus importantes). Une étude systématique comparant les valeurs déduites des données aux prévisions du modèle GCM à différents temps locaux et différentes latitudes est ensuite effectuée, les valeurs obtenues d'après les données ~ 0.7 % sont plus faibles que les valeurs données par le modèle GCM variant entre 1 et 1.8 %. Le modèle GCM et les données Mariner 9 sont en bon accord du côté après midi, mais en désaccord pour le côté matin. L'asymétrie matin/après midi déjà observée par Strickland et al. 1973 est confirmée. Enfin les données montrent une densité en oxygène plus importante dans l'hémisphère sud que dans l'hémisphère nord, tandis que le modèle prévoit

6.1 Le triplet OI – 130.4 nm planétaire

l'effet inverse. Une explication proposée pour ces différences est celle d'un effet de marée atmosphérique dans la mésosphère se propageant dans la thermosphère et non pris en compte dans le modèle GCM qui aurait pu être importante durant les mesures de la mission Mariner 9 réalisées après une importante tempête de poussière (Stewart et al. 1992).

Les mesures obtenues lors de l'entrée des sondes Viking 1 et 2 dans l'atmosphère de Mars par les spectromètres de masse ont aussi permis de mesurer les profils de certains composés neutres de l'atmosphère dont celui de CO_2 mais pas celui de l'oxygène atomique (Figure 1.1) et de certains ions. L'utilisation d'un modèle de diffusion pour déterminer le profil de densité d'oxygène montre qu'un rapport de mélange p égal à 1.25 % à 130 km permet de reproduire au mieux les profils ioniques de O_2^+ et CO_2^+ mesurés (Hanson et al. 1977).

VI.2) Le triplet de l'oxygène vu par SPICAM

L'analyse du triplet de l'oxygène vu par SPICAM a consisté à analyser quelques observations réalisées du côté jour. Seule les données obtenues à l'aide de la petite fente ont été étudiées car comme on l'a vu au chapitre précédent, les observations obtenues avec la grande fente ne permettent pas de séparer le triplet de l'oxygène de la raie Lyman- α .

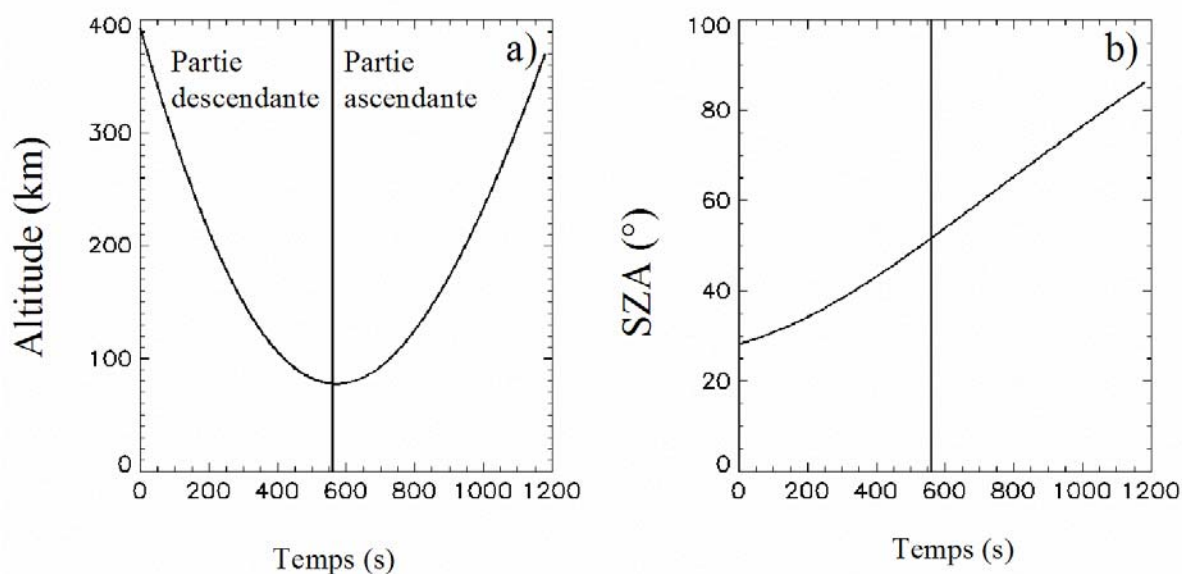


FIG. 6.2 – (a) Variations de l'altitude du point tangent de la ligne de visée vue par le centre de la première bande du CCD pour l'observation 947. (b) Variations de l'angle solaire zénithal du point tangent pour la même ligne de visée.

Les observations étudiées sont, comme dans le chapitre précédent des observations limbes (« grazing limb » voir figure 3.8). Mais, contrairement aux observations décrites au chapitre précédent, les observations étudiées ici sont effectuées au voisinage du péricentre de l'orbite de Mars Express (10 minutes de part et d'autre soit une durée totale de 20 minutes). La figure 6.2 représente les variations de l'altitude et de l'angle solaire zénithal du point tangent de la ligne de visée au centre de la bande centrale du CCD. L'altitude du point tangent varie sur des gammes d'altitudes moins importantes que les observations précédentes, généralement entre 80 et 400 km (Figure 6.2a). Ces observations peuvent être divisées en deux branches, une branche descendante, au cours de laquelle l'altitude du point tangent décroît et une branche

Chapitre 6 : Etude du triplet de l'oxygène

ascendante, au cours de laquelle l'altitude du point tangent augmente. L'angle solaire zénithal du point tangent n'est pas constant au cours de ces observations (Figure 6.2b).

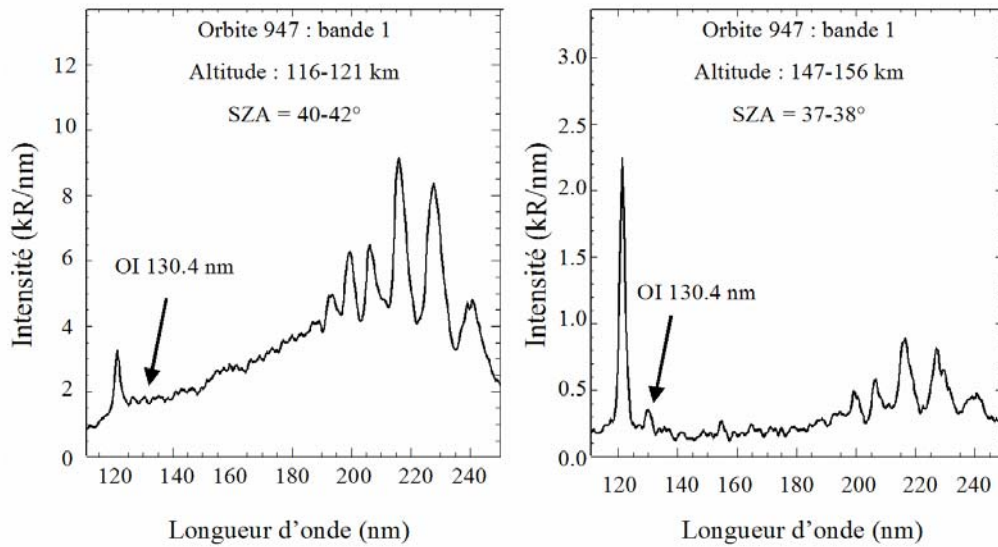


FIG. 6.3 – Exemples de spectres moyens obtenus lors d'une observation limbe du côté jour de Mars. Les deux spectres sont des moyennes de 14 spectres individuels de l'observation 947. A gauche l'altitude du point tangent de la ligne de visée varie entre 116 et 121 km (spectres 350 à 363 de l'observation), à droite l'altitude varie entre 147 et 156 km (spectres 294 à 307 de l'observation). Pour ce type d'observation, l'angle solaire zénithal du point tangent varie au cours du temps. Les raies observées entre 180 et 250 nm correspondent aux bandes de Cameron (voir chapitre 3).

Une difficulté dans l'étude du triplet de l'oxygène par rapport à l'étude de la raie Lyman- α provient du faible signal observé. La figure 6.3 représente deux spectres obtenus en moyennant 14 spectres individuels de l'observation 947. Pour le premier spectre (Figure 6.3a), l'altitude des spectres individuels moyennés varie entre 116 et 121 km, pour le deuxième (Figure 6.3b) l'altitude varie entre 148-156 km. Sur le premier spectre, le triplet de l'oxygène se distingue à peine du fond lumineux, contrairement au pic Lyman- α situé à sa gauche. Par contre, sur le spectre de droite, le triplet de l'oxygène est observé mais son intensité est beaucoup plus faible que celle de l'émission Lyman- α (10 à 20 fois plus faible). Plusieurs observations ont été regroupées pour déterminer de façon plus précise la raie de l'oxygène à 130.4 nm. Cette méthode a aussi été utilisée par Leblanc et al. (2006b ; 2007b) pour l'étude des bandes de Cameron de CO, de la bande B-X de l'ion CO $_2^+$ ou de la bande de Végard-Kaplan de N $_2$ (voir chapitre 3). Cependant pour l'étude de ces raies optiquement minces, seuls les paramètres géométriques du point tangent de la ligne de visée devaient être identiques dans la détermination des spectres moyens. Le triplet de l'oxygène à 130.4 nm étant optiquement épais, toute la ligne de visée doit être considérée, il est donc nécessaire de ne regrouper que des observations dont la ligne de visée dans son ensemble varie peu. Les regroupements réalisés par Leblanc et al. (2006b) ne peuvent donc pas toujours être effectués. Le tableau 6.1 donne les différents groupement utilisés dans cette étude et les orbites qui composent ces groupements. Pour chaque groupement, on étudie séparément la branche descendante et la branche ascendante ce qui revient, pour certains groupements à distinguer deux gammes de SAZ. Par exemple pour le groupement 1 contenant l'observation 947 (Figure 6.2), on distingue la branche descendante caractérisée par SAZ < 50° de la branche ascendante caractérisée par SAZ > 50°. On obtient ainsi au total 9 sous-groupes.

6.2 Le triplet de l'oxygène vu par SPICAM

Groupements	Orbites
Groupelement 1	947 ; 948 ; 952 ; 958 ; 959 ; 969
Groupelement 2	1075 ; 1077 ; 1079 ; 1080
Groupelement 3	1267 ; 1271 ; 1285
Groupelement 4	1349 ; 1350 ; 1357 ; 1374
Groupelement 5	1413 ; 1414

TAB. 6.1 – Regroupement des différentes orbites utilisées en 5 groupes

Pour chaque sous-groupe, on moyenne ensuite tous les spectres individuels sur une trame en altitudes définie de telle sorte que l'on ait 40 spectres moyens et dont le pas varie exponentiellement avec l'altitude pour réduire le signal sur bruit qui augmente avec l'altitude. Les figure 6.4 et 6.5 représentent quelques exemples de spectres moyens obtenus à différentes altitudes pour les deux premiers groupements contenant respectivement 6 et 4 observations (Tableau 6.1). Le nombre de spectres individuels utilisés pour obtenir les spectres moyens représentés varie entre 11 et 65. Pour chaque spectre, on associe à chaque longueur d'onde une barre d'erreur sur l'intensité qui correspond à l'écart-type des intensité des spectres individuels.

On constate sur la figure 6.4 qu'au-dessous d'environ 140-150 km, les bandes de Cameron entre 180 et 250 nm dominent le spectre. Au-dessus de ~ 180 km, seules les deux raies exosphériques étudiées dans cette thèse sont observables, la raie Lyman- α de l'hydrogène (voir chapitre 5) et le triplet de l'oxygène à 130.4 nm. Pour ce groupement, la lumière parasite évoquée au chapitre précédent (Figure 5.2) n'est pas visible, en revanche le fond provenant de la lumière solaire diffusée par l'atmosphère (diffusion Rayleigh) est prépondérant au-dessous de 140 km autour des deux émissions exosphériques. Dans la suite, je ne considérerai que les observations au-dessus de 150 km. Le second groupement est formé de 4 observations qui malheureusement contiennent de la lumière parasite au-dessous de 150 km. Contrairement à Leblanc et al. (2006b , 2007b), j'ai gardé ces observations pour l'étude du triplet de l'oxygène, d'une part parce que c'est l'un des rares ensembles d'observations similaires à SZA $\sim 50^\circ$, et d'autre part parce que la lumière parasite décroît très rapidement avec l'altitude et n'est plus du tout visible au-dessus de 150 km (on peut le vérifier en regardant le profil Lyman- α). On constate que le fond diffus est beaucoup moins important à 100 km que celui observé pour le groupement 1. Ceci est dû au fait que ce groupement est obtenu à SZA $\sim 55^\circ$ plus élevé que celui du groupement 1.

Pour la partie à SZA $< 30^\circ$ du groupement 4, le fond diffus reste important jusque 180 km. Seuls les spectres situés au-dessus de 200 km sont étudiés pour ce groupement. Les paramètres géométriques des différents groupements sont résumés dans le tableau 6.2

Chapitre 6 : Etude du triplet de l'oxygène

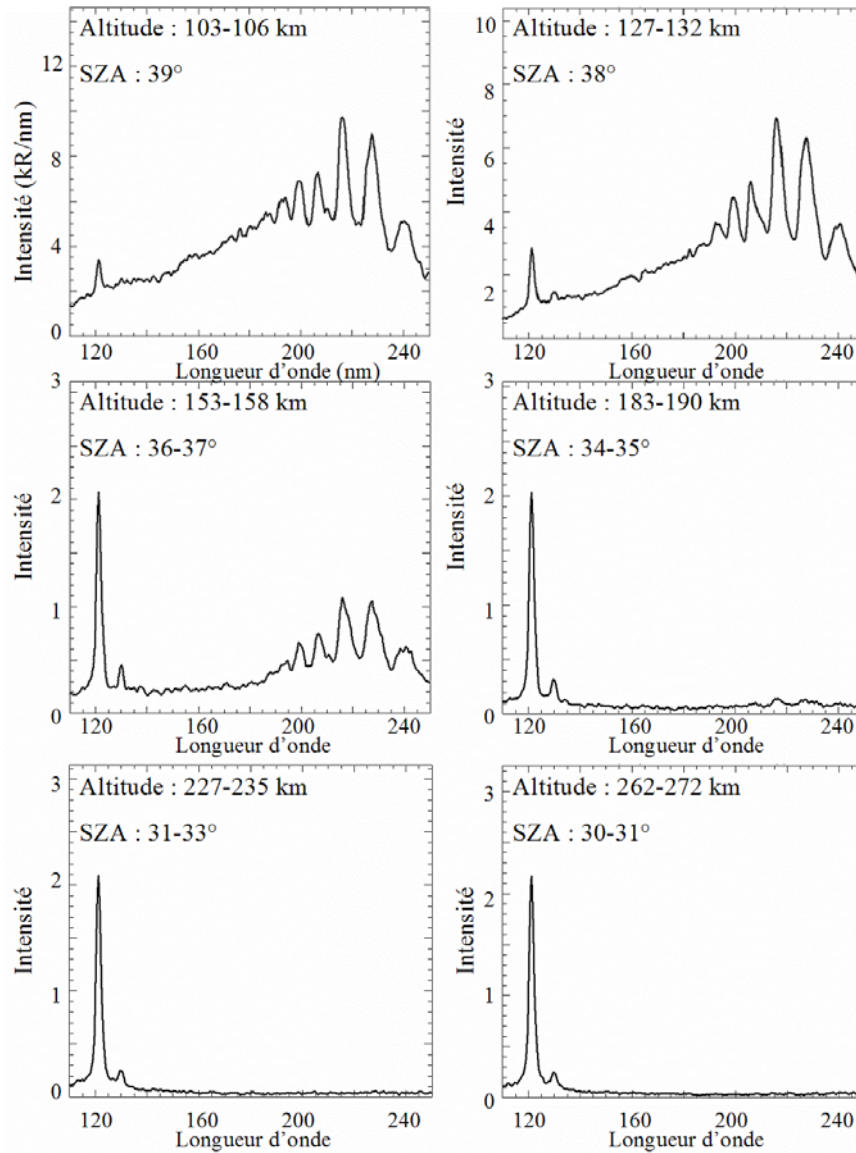


FIG. 6.4 – Spectres moyens obtenus à partir de plusieurs observations similaires (groupement 1) sur une trame exponentielle en altitude. Le nombre de spectres individuels utilisés pour chaque figure (de haut en bas et de gauche à droite) est respectivement de 12, 42, 40, 42, 55 et 56. Tous les spectres correspondent à la première bande du CCD composée de 32 lignes (151-182).

Le binning des différentes observations est soit 16, soit 32. Pour les observations avec un binning de 32, seules les bandes 1 et 2 du CCD sont situées devant la petite fente, pour les observations avec un binning de 16, toutes les bandes se trouvent devant la petite fente. La méthode pour déterminer l'intensité du triplet est la même que celle utilisée pour déterminer l'intensité de la raie Lyman- α décrite au chapitre 3. On intègre entre deux pixels de part et d'autre du signal observé (pixels 338 et 347) avec la méthode décrite dans le chapitre 3 (Fig. 3.16a). La figure 6.6 représente les profils d'intensité du triplet de l'oxygène obtenus sur les 5 bandes du groupement 3 et les profils obtenus en moyennant les 5 bandes.

6.2 Le triplet de l'oxygène vu par SPICAM

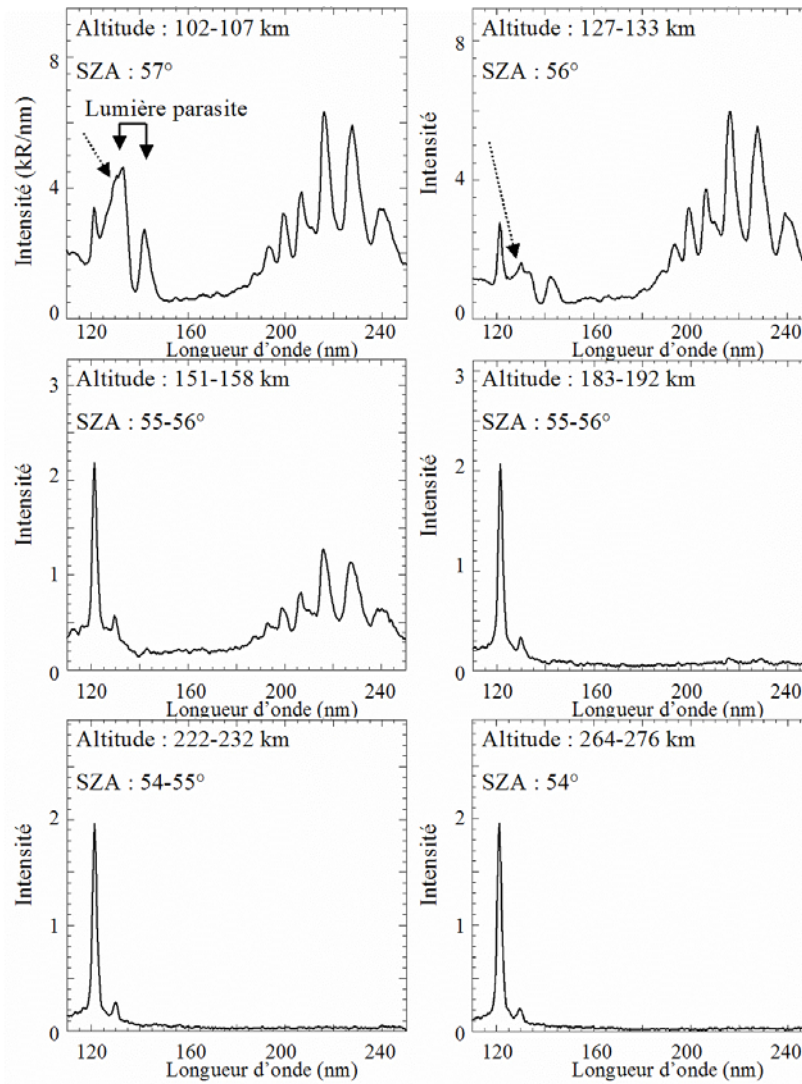


FIG. 6.5 – Même figure que 6.3 mais pour le groupement 2, pour ce groupement, la lumière parasite est observée sur les spectres obtenus au-dessous de 150 km sur la deuxième bande du CCD. La flèche en pointillé sur les deux spectres du haut indique la position du triplet de l'oxygène. On voit ce triplet sur ces spectres mais malheureusement l'estimation de son intensité est très difficile. Contrairement au groupement 1, le fond sur le spectre à ~100 km est moins important que pour le groupement 1 sans doute à cause d'un angle SZA différent. Seuls les spectres observés au-dessus de 150 km sont utilisés dans la suite.

Chapitre 6 : Etude du triplet de l'oxygène

	Date	Binning	Altitude (km)	SZA	LT	$F_{10.7}$	$F_{130.4}$ $\times 10^9$	Ls
Group 1 : 1 st partie	15-21 /10/04	32	150-389	25-40	14-15	32.3	3.9	101°
Group 1 : 2 nd partie	15-21 /10/04	32	150-359	65-85	15-16	32.3	3.9	101°
Group 2 : 1 st partie	19-21 /11/04	32	150-400	54-56	16	41.3	4.0	117°
Group 2 : 2 nd partie	19-21 /11/04	32	150-400	68-80	16	41.3	4.0	117°
Group 3 : 1 st partie	12-17 /01/05	16	150-400	25-45	15-17	36.6	4.2	144°
Group 3 : 2 nd partie	12-17 /01/05	16	150-400	55-72	13-15	36.6	4.2	144°
Group 4 : 1 st partie	04-14 /02/05	16	200-400	22-32	13	37.7	4.3	155°-160°
Group 4 : 2 nd partie	04-14 /02/05	16	150-298	54-90	14	37.7	4.3	155°-160°
Group 5 : 1 st partie	22 /02/05	16	150-400	20-45	16-20	54.2	4.8	164°
Group 5 : 2 nd partie*	22 /02/05	16	150-400	77-100	12-14	54.2	4.8	164°

TAB. 6.2 – Quelques paramètres correspondant à chaque groupement. Le flux solaire $F_{130.4}$ est donné en $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Le flux solaire $F_{10.7}$ en $10^{-22} \text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1}$. Ce deux flux sont calculés au niveau de Mars en prenant en compte l'angle Terre-Soleil-Mars. Chaque groupe est divisé en deux sous groupes en fonction de l'angle solaire zénithal.
* L'intensité étant vraiment très faible, ce sous-groupe ne sera pas étudié dans la suite, les paramètres géométriques sont indiqués pour information.

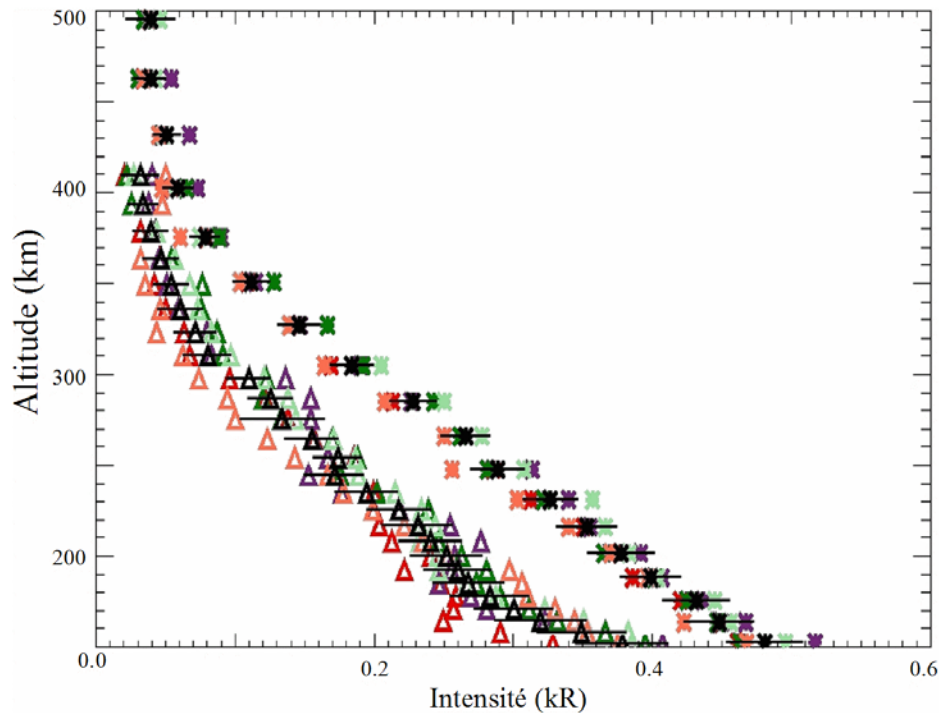


FIG. 6.6 – Profil d'intensité de l'émission à 130.4 nm de l'oxygène obtenu par SPICAM (groupement 3 du tableau 6.1). Les étoiles représentent les observations durant la partie descendante de Mars Express (SZA < 45°) et les triangles les observations durant la partie ascendante (SZA > 55°). Les profils des 5 bandes du CCD composées de 16 lignes, toutes situées devant la partie étroite de la fente sont données (rouge : bande 1, violet : bande 2, vert : bande 3, bleu clair : bande 4, rose bande 5). En noir l'intensité moyenne des 5 bandes est représentée avec la barre d'erreur estimée à l'aide des barres d'erreur statistiques de chaque bande (non représentées).

VI.3) Modélisation des sources d'excitation

Comme on l'a vu au paragraphe VI.1, deux sources d'excitation sont généralement considérées comme susceptible de produire des atomes d'oxygène dans l'état ^3S à l'origine du rayonnement à 130.4 nm : la diffusion résonante des photons solaires par les atomes

6.3 Modélisation des sources d'excitation

d'oxygène et l'excitation par impact électronique des photoélectrons. La dissociation de CO₂ (par impact électronique ou photo-dissociation) proposée comme non négligeable au-dessous de 150 km par Strickland et al. (1973) mais rejetée par Fox et Dalgarno (1979) et Stewart et al. (1992) n'est pas incluse ici car seuls les profils au-dessus de 150 km sont analysés (D'après Strickland et al. 1972 le profil d'émission de ce mécanisme est suffisamment large pour que la diffusion résonante soit négligeable). Enfin l'effet de contamination de la raie 130.4 nm par la bande à 131.7 nm de CO(4+) estimé à moins de 1% par Stewart et al. (1992) sur Mars et en cours d'étude par Barthelemy et al. (2007) pour Vénus et Mars ainsi que la contribution par cascade due à la transition 103 nm de l'oxygène estimée entre 5 et 10% par Stewart et al. (1992) sont également négligés dans cette étude.

Comme pour l'étude de l'émission Lyman- α , une méthode directe consistant à comparer les intensités obtenues pour différents profils de densité d'oxygène définis par un couple (n_{80} , T_{exo}) avec les intensités observées est utilisée. Ici n_{80} représente la densité d'oxygène à 80 km. Au-dessus de 200 km, le profil d'oxygène est décrit à l'aide d'un modèle de Chamberlain dans lequel on néglige la population satellite (voir Annexe A). Entre 80 et 200 km d'altitude, les profils d'oxygène et de CO₂ sont déterminés en résolvant les équations couplées de la diffusion et de l'hydrostatique (voir Annexe B). La méthode de calcul du profil de densité thermosphérique utilisée (voir Annexe B) fait qu'il est plus facile de déterminer le profil complet entre 80 et 200 km en se fixant la valeur de densité d'oxygène à 80 km plutôt que la densité à l'exobase.

VI.3a) Photons solaires

La première source d'excitation est, comme pour l'émission Lyman- α étudiée au chapitre précédent, la diffusion résonante des photons solaires. Dans le cas du triplet à 130.4 nm de l'oxygène, le flux solaire de chacune des raies du triplet est nécessaire. La répartition r_i du flux total du triplet dans chacune des raies est donnée dans le tableau 6.3 (Gladstone 1992).

Comme pour la raie Lyman- α , seuls les photons dont la longueur d'onde est voisine de la longueur d'onde centrale de la transition vont entrer en résonance avec les atomes d'oxygène de l'atmosphère martienne. La largeur des raies atmosphérique (à 200 – 300 K) étant beaucoup plus petite que la largeur des raies solaires, on peut, là encore, faire l'hypothèse d'une raie solaire plate dont la largeur est cinq fois la largeur Doppler du profil gaussien exosphérique (température de l'exosphère).

Le flux solaire total pour les trois raies est supposé correspondre aux flux compris entre 130 et 131 nm donnés par les instruments à bord de la mission SORCE (Rottman et al. 2006). Pour déterminer le rapport entre le flux solaire total F_T et le flux au centre de chaque raie $\mathfrak{F}_i(0)$, il faut non seulement connaître la répartition du flux solaire dans chacune des transitions mais aussi connaître les profils des trois raies solaires. Les profils théoriques déterminés par ajustement des données OSO 8 (Orbiting Solar Observatory 8) et SMM (Solar Maximum Mission) par Gladstone (1992) ont été utilisés. Ces profils théoriques se présentent comme une somme de deux gaussiennes décalées par rapport au centre de la raie de façon symétrique :

$$\mathfrak{F}_i(y) = \frac{F_{T,i}}{2\sqrt{\pi} y_{dis}} \left\{ e^{-\left(\frac{y-y_{off,i}}{y_{dis}}\right)^2} + e^{-\left(\frac{y+y_{off,i}}{y_{dis}}\right)^2} \right\} \quad (6.5)$$

où $y = \lambda - \lambda_0$ représente l'écart par rapport au centre de la raie considérée, $y_{off,i}$ représente le décalage des deux gaussiennes par rapport au centre de la raie i et $y_{dis,i}$ la dispersion des deux

Chapitre 6 : Etude du triplet de l'oxygène

gaussiennes de la raie i , $F_{T,i}$ est le flux total de la transition i égal à $r_i \times F_T$ où r_i est la proportion du flux total du triplet issu de la transition i . Ces profils théoriques sont représentés sur la figure 6.7. Les valeurs des différents paramètres pour chacune des trois raies sont données dans le tableau 6.3.

En remplaçant $F_{T,i}$ par $r_i \times F_T$, on obtient pour chaque transition la relation entre le flux total F_T mesuré et le flux au centre de la raie :

$$\mathfrak{I}_i(0) = \frac{r_i F_T}{\sqrt{\pi} y_{dis}} \exp \left\{ - \left(\frac{y_{off,i}}{y_{dis,i}} \right)^2 \right\} \quad (6.6)$$

λ_0 (nm)	$r_i = F_{T,i}/F_T$	$y_{off,i} (m\text{\AA})$	$y_{dis} (m\text{\AA})$	α
130.217	0.31	51.3	48.7	0.25
130.486	0.33	47.8	47.8	0.30
130.603	0.36	38.7	43.9	0.45

TAB. 6.3 – Paramètres des profils des trois raies solaires du triplet de l'oxygène à 130.4 nm (adapté de Gladstone 1992)

En utilisant les valeurs données dans le tableau 6.3, on obtient les relations numériques suivantes :

$$\begin{aligned} \mathfrak{I}_1(0) (\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}) &= 1.18 \times F_T (\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}) \\ \mathfrak{I}_2(0) (\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}) &= 1.43 \times F_T (\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}) \\ \mathfrak{I}_3(0) (\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}) &= 2.12 \times F_T (\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}) \end{aligned} \quad (6.7)$$

Les raies solaires théoriques et les raies plates approchées utilisées dans cette étude sont représentées sur la figure 6.7. Seuls les photons solaires contenus dans les raies plates utilisées seront susceptibles d'exciter les atomes d'oxygène martien (photons efficaces). Par conséquent, comme les largeurs Doppler des trois transitions peuvent être considérées comme identiques ($\Delta\lambda_D \propto \lambda_0$), le pourcentage α_i de photons solaires efficaces émis dans la raie i est donné par :

$$\alpha_i = \frac{\mathfrak{I}_i(0)}{\mathfrak{I}_1(0) + \mathfrak{I}_2(0) + \mathfrak{I}_3(0)} \quad (6.8)$$

Les valeurs des coefficients α_i sont données dans la dernière colonne de le tableau 6.3

On peut constater que la majorité des photons solaires qui exciteront les atomes d'oxygène martien sont ceux associés à la transition entre l'état excité et l'état fondamental $^3\text{P}_0$ c'est à dire l'état le moins peuplé (distribution de Boltzmann, voir équation 4.22).

Ces coefficients α_i sont utilisés dans le modèle de transfert de rayonnement décrit au chapitre 4 pour déterminer la transition dont sont originaires les photons solaires incidents.

En réalité, l'orbite de Mars est elliptique (excentricité de ~ 0.09), sa vitesse radiale n'est donc pas nulle la raie est donc légèrement décalée par rapport au centre par effet Doppler. Une estimation de cet effet montre qu'au maximum (ce décalage dépend de la position de Mars sur son orbite) le décalage Doppler maximum du centre de la raie induit est d'environ 20 m\AA, ce qui augmente le flux solaire total d'environ 10%. Les coefficients α_i sont aussi légèrement modifiés ($\sim 10\%$). Prendre en compte cet effet nécessite d'estimer l'émission volumique avec des coefficients α_i différent suivant la longitude solaire de l'observation. C'est à dire que pour

6.3 Modélisation des sources d'excitation

chaque observation, il faut faire tourner le code Monte Carlo avec les coefficients α_i différents ce qui est beaucoup trop couteux en temps de calcul. Cet effet a donc été négligé dans la suite.

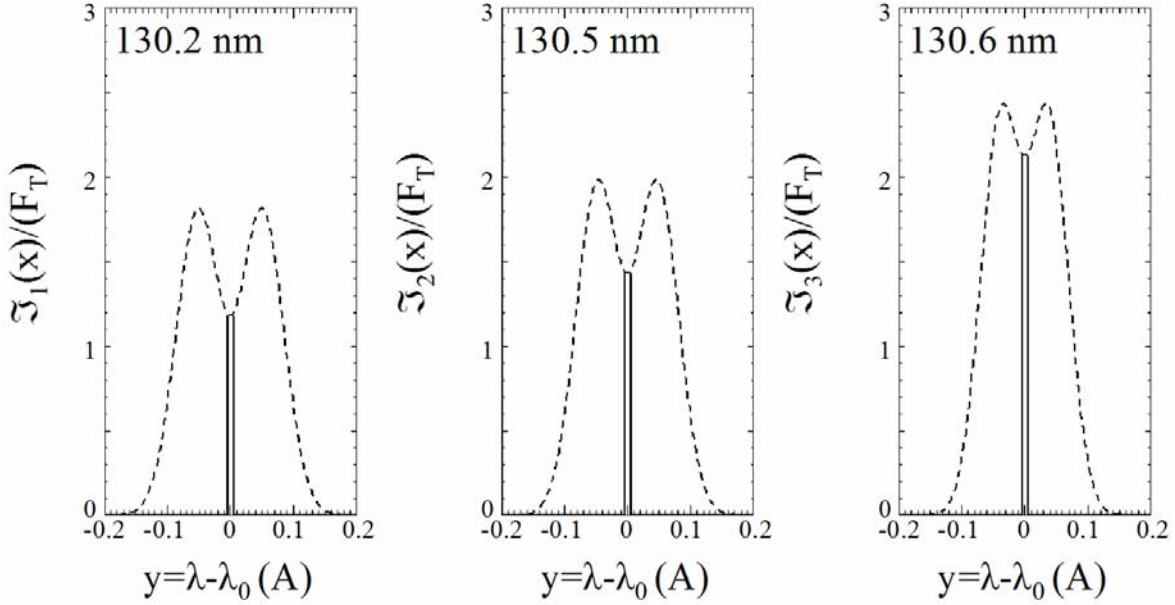


FIG. 6.7 – Profils des trois raies solaires théoriques du triplet 130.4 nm de l'oxygène. Les profils rectangulaires (en traits continus) correspondent aux profils approchés utilisés pour analyser les observations SPICAM, et sont représentés sur cette figure pour une température exosphérique de 200 K. La largeur totale de ce profil est de $5\Delta\lambda_D$ ($-2.5\Delta\lambda_D$ à $2.5\Delta\lambda_D$). Les profils théoriques solaires complets sont représentés en pointillés (Gladstone 1992).

VI.3b) Excitation par impact des photoélectrons

La fréquence d'impact d'excitation des atomes d'oxygène dans l'état 3S est donnée par la formule 6.3, cette formule montre qu'il est nécessaire de connaître le flux de photoélectron en tout point de l'atmosphère. Le calcul de flux de photoélectron est relativement compliqué (voir par exemple les modèles de Stewart et al. 1970 ; Oran et Strickland 1976 ; Lilenstein et al. 1989 ; Link 1992 ; Lummerzheim et Lilenstein 1994) et nécessite de résoudre l'équation de Boltzmann (Eq. 1.1). Le modèle TransMars (Blelly et al. 1996), version martienne du modèle TRANSCAR, (Witasse 2000) dont le calcul du flux de photoélectron est basé sur le travail de Lummerzheim et Lilenstein (1994) est pour l'instant, mal adapté à notre étude. En effet, le modèle TransMars tourne actuellement pour deux modèles d'atmosphère obtenus par le modèle GCM de S.W. Bougher et correspondant aux conditions atmosphériques martiennes lors des missions Viking et Mariner. Pour éviter le calcul du flux des photoélectrons, j'ai utilisé la même approche que celle utilisée par Strickland et al. (1972, 1973) consistant à déterminer la fréquence d'impact en n'utilisant que la colonne densité de CO_2 dans la direction solaire qui se calcule facilement pour n'importe quel modèle. Cependant, ce travail étant basé sur des travaux non publiés, j'ai dû estimer les valeurs des constantes B_1 , B_2 et s à l'aide de la figure 4 de Strickland et al. (1972). La constante B_0 est, elle, égale à $1/g_{pe}(0)$. Comme Stewart et al. (1992), je n'ai considéré que la densité colonne de CO_2 . Le tableau 6.4 donne les valeurs utilisées pour les constantes. Les variations de $g_{pe}(N)$ sont représentés sur la figure 6.8 lorsque $g_{pe}(0) = 3.6 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1}$ (Strickland et al. 1973) et $1.7 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ (Stewart et al. 1992). Enfin, la fréquence d'impact électronique est supposée varier de façon linéaire avec le flux $F_{10.7}$. Une étude en collaboration avec C. Simon actuellement à l'ESA est en cours pour

Chapitre 6 : Etude du triplet de l'oxygène

tester la validité de cette approche avec le modèle TransMars dans le cas de l'atmosphère correspondant aux conditions Viking.

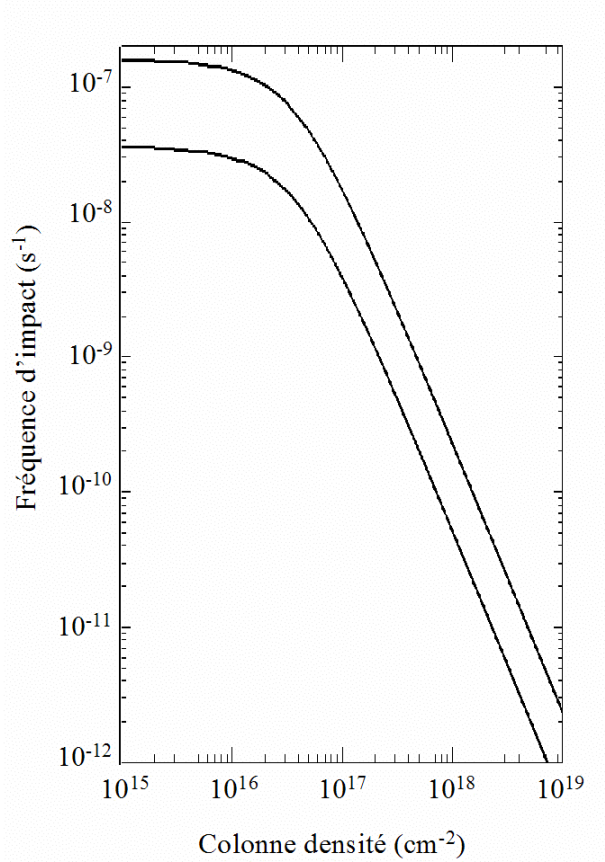


FIG. 6.8 – Variation de la fréquence d'impact électronique g_{pe} en fonction de la densité colonne de CO_2 dans la direction solaire normalisé à 1 UA. La courbe du haut représente l'évolution de g_{pe} lorsque $g_{pe}(0) = 1.7 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ (Stewart et al. 1992) et la courbe du bas l'évolution de g_{pe} lorsque $g_{pe}(0) = 3.6 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1}$ (Strickland et al. 1973).

$g_{pe}(0)$	B_0	B_1	B_2	C_1	C_2	s
$3.6 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1}$	2.8×10^7	4.0×10^7	1.9×10^8	1.44	6.84	2
$1.7 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$	5.9×10^6	8.5×10^6	4.0×10^7	1.44	6.84	2

TAB. 6.4 – Constantes utilisées pour définir la fréquence d'impact des photoélectrons en fonction de la colonne densité de CO_2 . La définition de ces constantes est donnée par l'équation 6.4. Les deux cas étudiés par Strickland et al. (1973) et Stewart et al. (1992) sont considérés.

La fréquence d'impact $g_{pe}(0)$ pour un flux $F_{10.7} = 54$ est supposé égal à $1.7 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ ce qui correspond à la valeur utilisée par Stewart et al. (1992). La fréquence d'impact est supposée varier linéairement avec le flux solaire $F_{10.7}$:

$$g_{pe}(0, F_{10.7}) = \frac{F_{10.7}}{54} g_{pe}(0, 54) = 3.15 \times 10^{-9} \times F_{10.7} \quad (6.9)$$

Il est possible pour les différents profils d'oxygène utilisés de déterminer la fréquence d'impact des photoélectrons et donc le terme d'excitation primaire $\eta(z, \theta)$. La figure 6.9 représente des exemples de profils d'émissivité primaire en fonction de l'altitude pour SZA = 0° , 60° et 90° pour deux profils d'oxygène caractérisés par $n_{80} = 1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ et $T_{exo} = 200 \text{ K}$

6.3 Modélisation des sources d'excitation

(trait discontinu) et 300 K (trait continu). L'altitude du pic de production augmente avec l'angle solaire zénithal. La plus forte densité de CO_2 dans le modèle à $T_{exo} = 300$ K, fait que l'émissivité primaire au-dessous de ~ 150 km est inférieure à celle du modèle à $T_{exo} = 200$ K. Aux hautes altitudes, l'absorption du rayonnement solaire par le CO_2 est négligeable et le profil d'émissivité primaire suit l'échelle de hauteur du profil de densité d'oxygène. La dépendance spectrale de ce terme primaire est supposée gaussien dont la largeur est la largeur Doppler à la température locale.

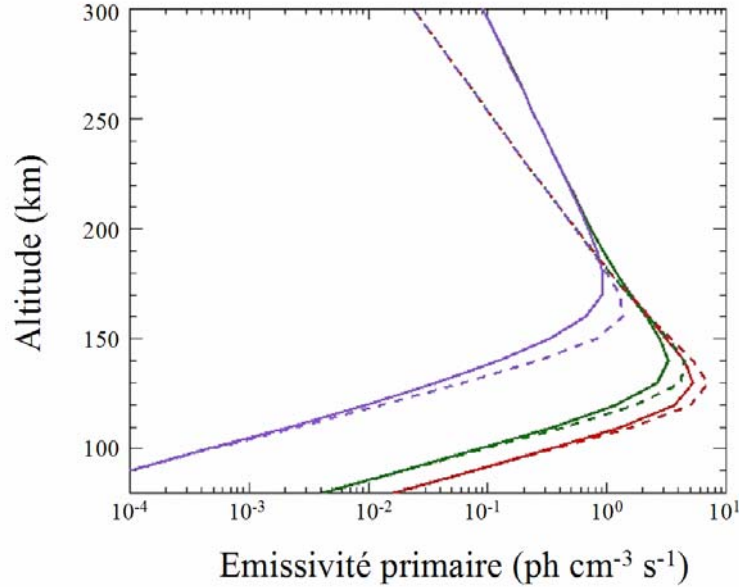


FIG. 6.9 – Profils d'émissivité primaire par impact des photoélectrons pour un profil de densité d'oxygène défini par le couple $(n_{80}; T_{exo}) = (1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}; 300 \text{ K})$ en traits continus et par le couple $(1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}; 300 \text{ K})$ en traits discontinus. La densité d'oxygène à l'exobase pour les deux modèles est voisine de $1.5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$. Les courbes rouges représentent les profils à $\text{SZA} = 0^\circ$, les courbes vertes les profils à $\text{SZA} = 60^\circ$, les courbes bleues les profils à $\text{SZA} = 90^\circ$. L'altitude du pic d'émissivité augmente avec l'angle solaire zénithal. Au-dessus de 200 km, le profil a la même allure que le profil de densité d'oxygène quel que soit l'angle solaire zénithal ce qui s'explique par le fait que l'atmosphère devient optiquement mince pour le rayonnement solaire $g_{pe} \sim g_{pe}(0)$.

Le terme source primaire est supposé nul dans le cône d'ombre de la planète. Les photons émis vont alors diffuser de façon résonante avec les atomes d'oxygène de la haute atmosphère. Le terme d'émissivité multiple est déterminé à l'aide du modèle de transfert de rayonnement Monte Carlo (voir chapitre 4).

VI.4) Analyse des données et résultats

VI.4a) Méthode d'analyse

La méthodologie adoptée pour analyser les données SPICAM consiste comme pour l'étude de l'émission Lyman- α à comparer les résultats simulés avec différents profils d'intensité d'oxygène observés par SPICAM et de déterminer le profil qui permet de reproduire le mieux les observations.

Six valeurs de température à l'exobase, allant de 175 K à 300 K avec un pas de 25 K ont été utilisées pour définir les différents profils de densité d'oxygène des modèles. L'échelle de hauteur de l'oxygène à l'exobase varie alors entre 25 et 45 km. L'intensité observée par SPICAM (~ 250 km) étudiée ici varie donc sur 4 à 6 échelles de hauteur de l'oxygène. Pour

Chapitre 6 : Etude du triplet de l'oxygène

chaque température, dix profils différents correspondant à 10 valeurs de la densité d'oxygène à 80 km différentes allant de $\sim 1 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ à $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ avec un pas multiplicatif d'environ 2.15 ont été utilisés.

L'intensité intégrée donnée par l'équation (4.32) est calculée pour chaque modèle. Cette intensité est ensuite interpolée bilinéairement sur une grille 2D plus fine.

Pour chaque modèle, la fonction χ^2 définie par l'équation (5.4) est calculée. Les paramètres (n_{80} , T_{exo}) minimisant cette fonction sont indiqués dans le tableau 6.5. La figure 6.10 représente des exemples de profils d'intensité obtenus pour différents modèles de profils d'oxygène. Comme dans le cas de l'étude de l'émission Lyman- α , on observe une inversion de la courbure du profil quand la densité augmente (voir figure 5.5). On constate aussi que les profils des modèles définis par $T_{exo} = 175$ à 225 K s'ajustent très mal aux données alors que la forme du profil est mieux reproduite pour les modèles caractérisés par $T_{exo} \geq 250 \text{ K}$ (par exemple le profil en jaune). Comme dans le cas de l'hydrogène le calcul de la fonction χ^2 (Eq. 5.4) permet d'avoir une meilleure précision sur les paramètres (n_{80} , T_{exo}). La figure 6.11 représente les variations de cette fonction en fonction de (n_{80} , T_{exo}), toujours pour la première partie du premier groupement d'observations. On constate que la valeur minimale de la fonction χ^2 est d'environ 0.2, nettement inférieure à 1, ce qui peut indiquer une surestimation des barres d'erreur des observations.

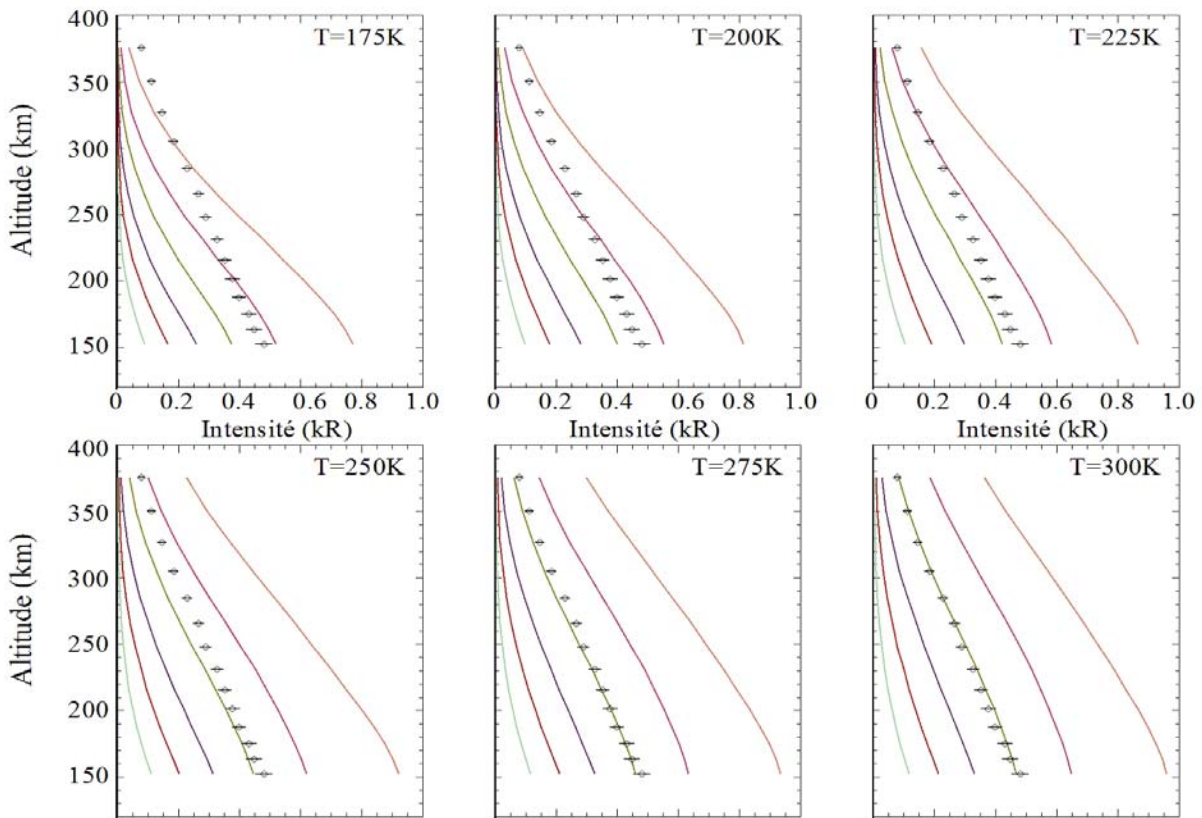


FIG. 6.10 – Comparaison entre le profil d'intensité du triplet d'oxygène observé par SPICAM (points) avec les barres d'erreur associées avec les profils théoriques obtenus pour différents modèles de profils de densité d'oxygène (n_{80} , T_{exo}) pour la première partie de l'observation du groupement 1. Chaque carré représente un ensemble de modèles de même température indiquée en haut à droite. Chaque profil en couleur représente un profil théorique pour une densité n_{80} égale à 1×10^9 , 3.2×10^9 , 1×10^{10} , 3.2×10^{10} , 1×10^{11} , $3.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ (de gauche à droite). Les deux sources d'excitation sont prises en compte pour ces profils.

6.4 Analyse des données et résultats

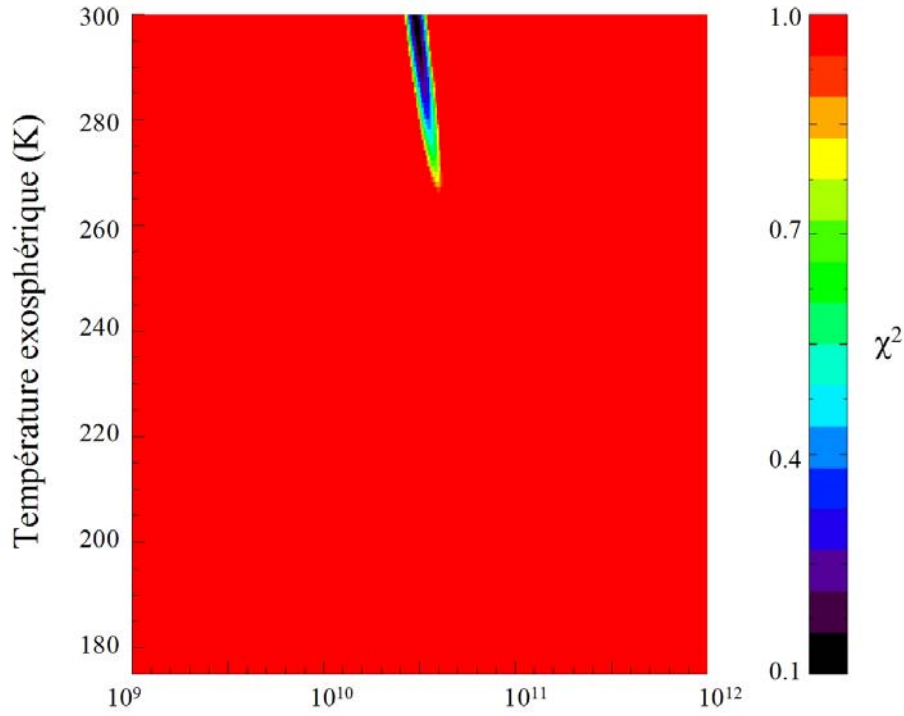


FIG. 6.11 – Variations de la fonction χ^2 avec la densité d'oxygène à 80 km et la température à l'exobase. Pour la première partie vers SZA $\sim 30^\circ$ du premier groupement. La couleur représentant les valeurs de la fonction χ^2 sature pour les modèles conduisant à une valeur supérieure à 1.

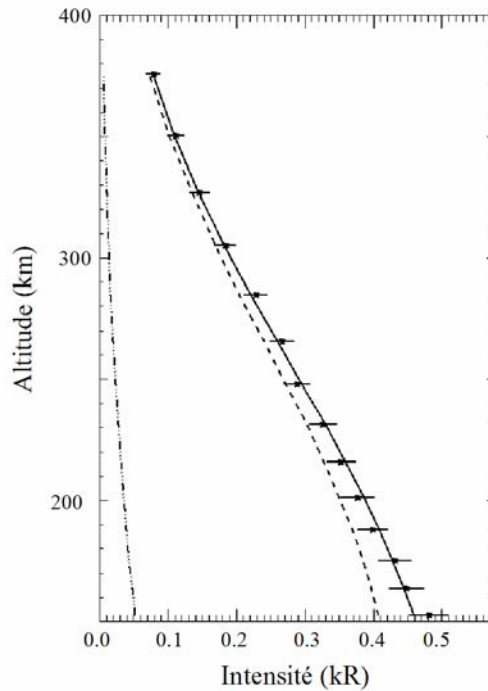


FIG. 6.12 – Profil d'intensité théorique (trait continu) s'ajustant le mieux aux données (point) pour le groupement 3a. Les deux profils en traits discontinus représentent les contributions de l'impact des photoélectrons ($\sim 10\%$ de la contribution totale) et des photons solaires ($\sim 90\%$ de la contribution totale).

Le profil de densité d'oxygène est défini par le couple ($n_{80} = 3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$; $T_{\text{exo}} = 300 \text{ K}$).

Le meilleur ajustement obtenu pour le groupement 3a est représenté sur la figure 6.12. Les contributions des photons solaires et des photoélectrons sont aussi représentées. On constate

Chapitre 6 : Etude du triplet de l'oxygène

que l'effet de l'excitation par impact électronique est faible par rapport à l'excitation par les photons solaires. A 150 km, l'intensité produite par l'impact des photoélectrons représente 11% de l'intensité totale tandis qu'à 300 km il ne représente plus que 7% de l'intensité totale. Une faible contribution de l'impact des photoélectrons à l'intensité totale intégrée sur la ligne de visée est obtenue pour tous les observations. Ce pourcentage est légèrement inférieur à celui estimé par Stewart et al. (1992) compris entre 16 et 25% pour des observations tangentielles

VI.4b) Température exosphérique

Dans la suite on garde les barres d'erreur estimées statistiquement. Le tableau 6.5 donne, pour différentes températures exosphériques, la valeur minimale de la fonction χ^2 , la valeur de la densité d'oxygène à 80 km pour laquelle on obtient ce minimum ainsi que la densité d'oxygène à l'exobase (200 km) et le rapport de mélange [O]/[CO₂] à 135 km¹⁰ pour ce modèle.

On constate que le plus souvent, le meilleur ajustement est obtenu pour des températures exosphériques proches de 300 K qui est la valeur maximale des températures exosphériques utilisées dans les modèles. Cette température est supérieure à celle obtenue à partir des bandes thermosphériques (voir chapitre précédent) plutôt de l'ordre de 200 K (Leblanc et al. 2007b). On constate aussi, comme pour l'hydrogène, que plus la température exosphérique est importante, plus la densité n_{80} qui s'ajustera le mieux aux données sera faible. Cet effet est dû à l'augmentation de la colonne densité verticale avec la température exosphérique et donc du nombre d'atomes d'oxygène dans l'atmosphère ainsi qu'à l'augmentation de la largeur des raies qui permet de diffuser plus de photons solaires. La température exosphérique pourrait être influencée par la présence d'une population chaude comme pour le cas de l'hydrogène. En effet pour une émission optiquement épaisse, ce n'est pas seulement la densité locale à l'altitude observée qui est importante mais aussi la population à haute altitude (à la fois pour l'estimation de l'émissivité locale que pour l'intensité intégrée sur toute la ligne de visée). On a vu au chapitre 2 que la recombinaison dissociative des ions O₂⁺ pouvait produire une population chaude importante et même dominante au-dessus de 500 km en minimum d'activité solaire. La prise en compte de cette population chaude dans le transfert de rayonnement (définie par une distribution maxwellienne de température $T \sim 3400$ K) est une perspective envisageable à court terme. On constate aussi que la contrainte sur la température exosphérique est plus grande pour les observations à faible SZA (groupes a), par exemple la valeur minimale de la fonction χ^2 est de 18 pour le groupe 3a lorsque la température fixée à 175 K, alors que pour le groupe 3b elle n'est que de 2.0. Ceci est probablement dû à un rapport signal sur bruit plus grand pour les observations à faible SZA (Figure 6.6) mais pourrait aussi être dû au fait que la population chaude est moins importante à grand SZA.

¹⁰ L'altitude où la pression $P = nkT$ est égale à 1.2 nbar correspond à une altitude d'environ 123 km pour tous les modèles considérés mais comme la variation de CO₂ est importante sur 12 km je préfère donner les résultats à 135 km pour comparer directement avec les résultats de Stewart et al. (1992) déduits des observations Mariner

6.4 Analyse des données et résultats

Groupe	T _{exo} (K)	χ^2_{\min}	n ₈₀ x10 ¹⁰ (cm ⁻³)	n _{exo} x10 ⁶ cm ⁻³	[O]/[CO ₂] (%) à 135 km
1a	175	4.2	4.7 8.2 13.4	5.7 - 10.0 - 16.3	0.9 - 1.6 - 2.6
	200	2.3	3.2 5.8 9.2	4.7 - 8.6 - 13.6	0.6 - 1.0 - 1.6
	225	1.2	2.4 4.0 6.4	4.0 - 6.7 - 10.7	0.4 - 0.6 - 1.0
	250	0.6	1.7 2.9 4.7	3.2 - 5.5 - 8.9	0.2 - 0.4 - 0.6
	275	0.3	1.4 2.3 3.5	2.7 - 4.5 - 6.8	0.2 - 0.3 - 0.5
	300	0.2	1.2 1.9 2.8	2.4 - 3.9 - 5.7	0.2 - 0.3 - 0.4
1b	175	1.5	1.9 3.8 6.5	2.4 - 4.8 - 8.2	0.4 - 0.8 - 1.4
	200	0.9	1.4 2.7 4.8	2.1 - 4.1 - 7.3	0.3 - 0.5 - 0.9
	225	0.6	0.9 1.9 3.5	1.5 - 3.1 - 5.7	0.1 - 0.3 - 0.6
	250	0.5	0.7 1.4 2.6	1.3 - 2.6 - 4.8	0.1 - 0.2 - 0.4
	275	0.4	0.6 1.1 2.1	1.1 - 2.1 - 4.0	0.1 - 0.2 - 0.4
	300	0.3	0.5 0.9 1.7	1.0 - 1.9 - 3.6	0.1 - 0.1 - 0.2
2a	175	3.4	6.2 10.8 16.1	7.6 - 13.2 - 19.7	1.2 - 2.1 - 3.1
	200	1.6	4.3 7.5 11.7	6.4 - 11.2 - 17.4	0.7 - 1.3 - 2.0
	225	0.7	3.1 5.3 8.2	5.3 - 9.0 - 13.9	0.5 - 0.9 - 1.4
	250	0.3	2.3 3.8 6.0	4.3 - 7.1 - 11.2	0.4 - 0.6 - 0.9
	275	0.3	1.8 3.0 4.6	3.5 - 5.8 - 8.9	0.2 - 0.4 - 0.6
	300	0.4	1.5 2.5 3.8	3.0 - 5.0 - 7.6	0.2 - 0.3 - 0.5
2b	175	2.7	5.0 8.4 12.5	6.1 - 10.3 - 15.3	1.0 - 1.7 - 2.5
	200	1.4	3.3 5.8 9.0	5.0 - 8.7 - 13.5	0.6 - 1.0 - 1.6
	225	0.7	2.4 4.1 6.4	4.1 - 7.0 - 10.9	0.4 - 0.7 - 1.1
	250	0.4	1.7 3.0 4.8	3.1 - 5.5 - 8.8	0.3 - 0.5 - 0.8
	275	0.3	1.4 2.3 3.6	2.7 - 4.5 - 7.0	0.2 - 0.3 - 0.5
	300	0.3	1.1 1.9 2.9	2.2 - 3.8 - 5.8	0.2 - 0.3 - 0.5
3a	175	18.0	7.5 13.4 21.7	9.2 - 16.5 - 26.7	1.5 - 2.7 - 4.4
	200	9.7	5.3 9.2 14.7	8.0 - 13.8 - 22.2	0.9 - 1.6 - 2.6
	225	4.5	3.7 6.5 10.6	6.3 - 11.0 - 17.9	0.6 - 1.0 - 1.6
	250	2.2	2.8 4.8 7.3	5.2 - 8.9 - 13.5	0.4 - 0.7 - 1.1
	275	0.6	2.3 3.7 5.7	4.5 - 7.3 - 11.2	0.3 - 0.5 - 0.8
	300	0.1	1.8 3.0 4.6	3.6 - 6.0 - 9.2	0.2 - 0.4 - 0.6
3b	175	2.0	2.8 5.3 8.6	3.5 - 6.6 - 10.7	0.5 - 1.0 - 1.6
	200	0.9	2.0 3.6 6.0	2.9 - 5.3 - 8.8	0.3 - 0.6 - 1.0
	225	0.5	1.4 2.5 4.1	2.4 - 4.2 - 6.9	0.2 - 0.4 - 0.7
	250	0.3	1.1 1.9 2.9	2.0 - 3.4 - 5.2	0.2 - 0.3 - 0.5
	275	0.4	0.9 1.4 2.3	1.7 - 2.7 - 4.4	0.1 - 0.2 - 0.3
	300	0.7	0.7 1.2 1.9	1.4 - 2.5 - 4.0	0.1 - 0.2 - 0.3
4a	175	6.9	9.7 15.4 23.8	12.0 - 19.0 - 29.3	2.0 - 3.1 - 4.8
	200	3.6	5.8 9.5 14.3	8.7 - 14.2 - 21.4	1.0 - 1.7 - 2.6
	225	1.7	3.8 6.1 9.2	6.5 - 10.4 - 15.7	0.6 - 1.0 - 1.5
	250	0.9	2.7 4.2 6.2	5.0 - 7.7 - 11.4	0.4 - 0.6 - 0.9
	275	0.4	2.0 3.1 4.7	3.9 - 6.0 - 9.1	0.3 - 0.4 - 0.6
	300	0.3	1.6 2.5 3.7	3.3 - 5.1 - 7.5	0.2 - 0.3 - 0.4
4b	175	1.3	2.3 4.4 7.3	2.8 - 5.4 - 9.0	0.5 - 0.9 - 1.5
	200	1.0	1.6 3.1 5.3	2.4 - 4.6 - 7.9	0.3 - 0.5 - 0.9
	225	1.1	1.2 2.3 4.0	2.1 - 4.0 - 7.0	0.2 - 0.4 - 0.7
	250	1.2	0.9 1.8 3.1	1.7 - 3.4 - 5.9	0.2 - 0.3 - 0.5
	275	1.5	0.8 1.5 2.6	1.6 - 3.0 - 5.2	0.1 - 0.2 - 0.3
	300	1.8	0.7 1.4 2.4	1.4 - 2.8 - 4.8	0.1 - 0.2 - 0.3
5a	175	15.5	6.4 11.4 17.3	7.9 - 14.0 - 21.2	1.3 - 2.3 - 3.5
	200	9.9	5.1 8.6 13.4	7.6 - 12.8 - 19.9	0.9 - 1.5 - 2.3
	225	6.1	3.6 6.4 10.4	6.1 - 10.8 - 17.6	0.6 - 1.0 - 1.6
	250	3.9	2.8 5.0 7.5	5.2 - 9.3 - 14.0	0.5 - 0.8 - 1.2
	275	2.2	2.3 3.8 6.0	4.5 - 7.4 - 11.7	0.3 - 0.5 - 0.8
	300	1.1	1.9 3.2 5.0	3.9 - 6.5 - 10.1	0.2 - 0.4 - 0.6

TAB. 6.5 – Valeurs du paramètre n₈₀ (colonne 4) permettant de reproduire au mieux les observations SPICAM (colonne 1) pour différentes températures exosphériques (colonne 2). La valeur de la fonction χ^2 est aussi indiquée dans la troisième colonne. La densité d'oxygène à l'exobase et le rapport de mélange à 135 km correspondant à chaque modèle sont aussi donnés (colonne 5 et 6). Une incertitude de 20 % sur l'intensité mesurée a été utilisée pour déterminer l'incertitude sur les densités déduites données en italique.

VI.4c) Densité d'oxygène à l'exobase

A partir de cette analyse, il est possible, indépendamment de la température exosphérique, d'estimer la densité d'oxygène à l'exobase décrivant le mieux les données. L'ajout d'une population chaude ne devrait pas modifier l'ordre de grandeur de cette estimation. La comparaison entre les observations à faible SZA (groupes a) et les observations à grand SZA (groupes b) montre que la densité à l'exobase est systématiquement plus faible pour les observations à grand angle zénithal (valeur moyenne : $5.3^{+2.7}_{-2.1} \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ à 300 K) que pour les observations à faible angle zénithal¹¹ (valeur moyenne : $2.8^{+1.8}_{-1.3} \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ à 300 K). Cette réduction de la densité d'oxygène d'un facteur deux à grand angle zénithal n'est pas étonnante car l'oxygène atomique est produit essentiellement par la photodissociation de CO₂.

La densité d'oxygène estimée à l'exobase est légèrement inférieure à la valeur estimée par le modèle photochimique de Krasnopolsky (2002) voisine de $1 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ pour une température à l'exobase de 200 K en minimum d'activité solaire. Cet effet est dû à la température car si l'on considère les valeurs estimées à 200 K. On constate que l'accord est très bon ($1.2^{+0.7}_{-0.5} \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ et $5.7^{+3.7}_{-3.0} \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$)

VI.4d) Rapport de mélange de l'oxygène à 135 km

Enfin, bien que les observations ne permettent pas vraiment de contraindre le profil de CO₂ utilisé dans le modèle. On peut estimer le rapport de mélange de l'oxygène à 135 km. A 135 km la densité de CO₂ varie entre 1.1 et $1.8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ce qui est proche de la valeur déduite des occultations stellaires faites par SPICAM (Quémerais et al. 2006). La valeur moyenne de ce rapport est de $1.4^{+0.8}_{-0.6} \%$ et $0.4^{+0.1}_{-0.2} \%$ à faible SZA pour des températures de 200 et 300 K ce qui est en bon accord avec les valeurs déduites des observations Mariner 9 par Stewart et al. (1992) présentées dans le premier paragraphe (qui utilisaient une température à l'exobase de 300 K). Ce rapport de mélange diminue à grand SZA du fait de la diminution d'oxygène atomique avec comme valeur moyenne $0.7^{+0.4}_{-0.3}$ et $0.2^{+0.1}_{-0.1} \%$ pour une température de 200 et 300 K.

Contrairement à ce qu'affirment Stewart et al. (1992), l'effet de la température est important, mais l'importance de la température est due à la modification des profils de densité thermosphérique d'oxygène et de CO₂ alors que Stewart et al. (1992) étudient l'influence de la température sur le modèle de transfert de rayonnement (largeur des profils d'absorption) pour des profils de densité non modifiés. On constate que le rapport de mélange augmente lorsque la température diminue en accord avec l'augmentation de n_{80} .

Hormis la variation en fonction de l'angle solaire zénithal, il est difficile d'estimer l'influence des autres paramètres tels que le flux solaire $F_{10.7}$, le temps local de l'observation, la saison, etc... à cause du trop petit nombre de groupements considérés et des variations simultanées de ces différents paramètres au cours d'une observation.

¹¹ Seul le groupe 2b donne une densité importante à grand SZA,

VI.5) Conclusion et perspectives

Les résultats préliminaires obtenus dans cette étude montre que la température exosphérique déduite des observations, comme dans le cas de l'hydrogène est supérieure à celle attendue et mesurée par d'autres méthodes en période de faible activité solaire. La présence d'une population chaude produite par la recombinaison dissociative des ions O_2^+ (chapitre 1 et 2) pourrait être à l'origine de cette température élevée. Au-dessus de 150 km, l'excitation par impact électronique semble être un processus mineur. Des premières comparaisons permettant de vérifier l'approche utilisée sont en cours avec C. Simon actuellement à l'ESA et J. Lilensten (au laboratoire de planétologie de Grenoble) à l'aide du modèle TransMars (Witasse 2000).

Les résultats obtenus sur le rapport $[O]/[CO_2]$ sont en bon accord avec ceux déterminés par Stewart et al. (1992) en analysant les observations du disque martien obtenues par la mission Mariner 9. Stewart et al. (1992) affirment que l'influence de la température est négligeable sur l'intensité intégrée, mais ils ne considèrent que l'effet sur le transfert de rayonnement (élargissement doppler et population relative du niveau fondamental). L'effet dominant de la température est d'augmenter la hauteur d'échelle de l'oxygène qui lui modifie nettement l'intensité intégrée. Comme on le voit sur le tableau 6.5, le rapport $[O]/[CO_2]$ diminue d'un facteur 3-4 lorsque la température passe de 200 K à 300 K.

L'analyse des mesures d'aérofreinage de la sonde Mars Global Surveyor (Keating et al. 1998) donne des températures plus faible que celle modélisée par le modèle de circulation générale thermosphérique de S.W. Bougher. Deux explications possibles sont suggérées par ces auteurs comme pouvant expliquer cette différence, une sous-estimation du rapport de mélange $[O]/[CO_2]$ qui augmente le refroidissement de la thermosphère (voir paragraphe VI.3c) ou la non prise en compte par le modèle GCM des processus d'ondes de gravité (variations de pression atmosphérique concentriques créées par la chute d'une masse d'air par exemple en raison du relief du terrain). L'étude présentée dans ce chapitre conduit à des rapports de mélange qui ne sont pas plus grands que ceux prédits par le modèle GCM. L'effet des ondes de gravité est donc sans doute la meilleur explication pour les faibles températures thermosphériques.

Comme pour l'étude de l'hydrogène, de nombreuses améliorations sont possibles pour l'étude de l'oxygène, voici quelques améliorations faisables à plus ou moins court terme :

○ Observations

- L'étude des observations obtenues à l'aide de la partie large de la fente. Cette étude nécessite d'abord de retirer l'émission Lyman- α par exemple en ajustant l'émission observée avec un profil de raie moyen mesuré par SPICAM. Une fois l'émission Lyman- α retirée, l'intensité de la raie d'oxygène pourrait être calculée et la comparaison avec les résultats obtenus à l'aide de cette méthode testés en comparant avec les résultats obtenus sur la petite fente. Si cette méthode marche, elle pourrait permettre d'étendre l'étude à des altitudes plus élevées. Malheureusement, les problèmes actuels de Haute Tension évoqués au chapitre précédent rendent difficile l'obtention de nouvelles observations exploitables de la raie d'oxygène.

Chapitre 6 : Etude du triplet de l'oxygène

○ Modélisation

- L'inclusion de la population chaude (par exemple le profil obtenu au chapitre 2) permettrait de voir son influence sur le profil d'intensité comme cela a été fait pour l'hydrogène. Cependant les populations relatives de l'état fondamental 3P de l'oxygène variant avec la température, l'inclusion de la population chaude dans le cas du triplet de l'oxygène nécessite de prendre en compte cet effet. La population chaude serait, dans un premier temps décrite par une distribution maxwellienne dont la température pourrait être déterminée par un ajustement des profils présentés au chapitre 2 par un modèle de Chamberlain. Sur Terre, l'effet d'une population d'oxygène chaud sur le rayonnement a été étudié par Hubert et al. (1999).
- Pour le modèle de transfert de rayonnement, le remplacement d'un profil gaussien par un profil plus réaliste de type Voigt est en cours (la détermination de la fréquence du photon émis peut se déterminer à l'aide de l'algorithme décrit par Lee (1982) et utilisé dans le modèle de Meier et al. (1982) mais cet algorithme est nettement plus complexe que celui utilisé pour une distribution gaussienne). Il s'agirait essentiellement de tester l'influence d'un tel profil sur l'intensité observée, même s'il est peu probable que les résultats soient drastiquement modifiés.
- Des comparaisons sont également en cours pour tester l'effet de superposition de la bande 4+ de CO avec le multiplet de l'oxygène en collaboration avec M. Barthelemy et J. Lilenstein à l'observatoire de planétologie de Grenoble.
- Des tests sont également en cours pour vérifier la validité du profil de fréquence d'impact d'excitation à 130 nm par les photoélectrons en collaboration avec C. Simon (actuellement à l'ESA) et J. Lilensten à l'aide du modèle TransMars.

Conclusion

Cette thèse effectuée au Service d'Aéronomie du CNRS a eu pour objectif principal la caractérisation de l'exosphère de Mars à l'aide de modèles numériques et des données très récentes de l'instrument SPICAM de la mission Mars Express, l'un des plus grands succès de l'Agence Spatiale Européenne. Comprendre la formation de cette couronne est particulièrement intéressant pour Mars car les mécanismes mis en jeu sont à l'origine de l'érosion de l'atmosphère. Ce sujet s'inscrit donc parfaitement dans les objectifs des missions martiennes futures sur l'évolution de l'environnement martien à long terme.

Le travail effectué dans cette thèse s'est articulé autour de deux axes principaux :

- La formation de la couronne d'oxygène et l'estimation des taux d'échappement des principaux mécanismes actuels à l'aide d'un couplage entre un modèle de couronne d'oxygène et un modèle décrivant l'interaction du vent solaire avec la couronne martienne.
- L'analyse des deux émissions exosphériques optiquement épaisses de l'hydrogène et de l'oxygène atomique observées par l'instrument SPICAM-UV à bord de la mission Mars Express à l'aide de modèles de transfert de rayonnement.

Le travail de modélisation présenté dans le chapitre 2 a permis pour la première fois de faire une estimation consistante des principaux mécanismes d'échappement d'oxygène pour des conditions solaires actuelles extrêmes grâce au couplage entre un modèle Monte Carlo décrivant le criblage par des ions réimpactant l'atmosphère de Mars initié par F. Leblanc et que j'ai étendu durant ma thèse à la description de la recombinaison dissociative des ions O_2^+ thermosphériques et au criblage par des flux d'ions bidimensionnels et du code hybride 3D développé par R. Modolo et G.M. Chanteur du CETP. Ce couplage a entre autres, permis de décrire pour la première fois l'effet de l'extension de l'exosphère sur la pénétration du vent solaire et le criblage atmosphérique et suggère que l'oxygène s'échappe essentiellement sous la forme d'atomes neutres (jamais mesurés à ce jour) par le mécanisme de recombinaison dissociative des ions O_2^+ . Le couplage entre les modèles étant maintenant finalisé, la description de phénomènes comme l'effet d'un événement solaire (éjection de matière à très grande vitesse), ou les conditions martiennes passées est envisageable pour améliorer l'estimation de l'échappement d'eau au cours de ces quatre derniers milliards d'années depuis l'effondrement de la dynamo martienne.

Durant cette thèse, j'ai eu l'opportunité d'analyser de nouvelles mesures faites par l'instrument SPICAM, dont le principal investigateur est J-L Bertaux du Service d'Aéronomie, à bord de la mission européenne Mars Express et de travailler sur tout le processus d'analyse de ces observations (réduction des données, reconstruction des lignes de visées, traitement statistique). L'analyse de la raie Lyman- α , la première analyse de cette émission *in-situ* depuis plus de 30 ans, à l'aide de modèle de profils de densité simples que j'ai automatisés et d'un modèle de transfert de rayonnement développé par J-L Bertaux dans les années 70 que j'ai entièrement réécrit en fortran 90 a permis de montrer que l'existence d'une population chaude semble nécessaire pour reproduire les observations SPICAM. Cette population chaude dont l'origine reste indéterminée, va être observée par les prochaines mesures conjointes qui seront effectuées par SPICAM et par HST entre la fin du mois de septembre et le début du mois d'octobre de cette année. Ces observations permettront d'améliorer la compréhension de l'échappement d'hydrogène martien actuel. Seuls quelques profils ont été analysés dans cette thèse ; la méthodologie générale étant maintenant en place,

l'analyse des profils plus récents va être plus rapide. L'analyse des données à plus basse altitude nécessite de décrire les mécanismes de production d'hydrogène mais ne modifient pas la méthode générale utilisée actuellement.

L'étude de l'émission de l'oxygène atomique, plus difficile que l'étude de l'émission Lyman- α , à la fois du point de vue des mesures (signal faible) que du point de vue du transfert de rayonnement (triplet) a montré que là encore la population chaude pourrait avoir un effet non négligeable sur la température estimée. Les premiers résultats montrent que les profils d'oxygène reproduisant les observations sont en assez bon accord avec les estimations précédentes et indiquent une diminution de la densité lorsqu'on passe du côté jour vers le terminateur. Le modèle de transfert de rayonnement utilisé pour l'étude de cette émission, basé sur un modèle Monte Carlo développé par E. Quémerais, a été adapté à un environnement planétaire et à un triplet. L'avantage d'un modèle Monte Carlo est la facilité avec laquelle on peut l'améliorer et modifier les hypothèses.

Ces études ont montré la difficulté qu'il y a de remonter à des caractéristiques physiques (densité, température) de l'exosphère à partir d'observations dans l'UV pour caractériser les taux d'échappement actuels. En effet, ceci nécessite d'une part de réduire les données mais aussi de développer des modèles de profils de densité et de transfert de rayonnement nécessaires pour essayer de reproduire les observations.

La caractérisation des densités exosphériques et le développement d'outils permettant l'étude d'érosion sont donc parfaitement adaptés aux futures missions martiennes comme les missions retenues dans le cadre des missions Scout de la NASA ou le développement de spectromètre de masse comme le spectromètre H-ENA au CETP permettant de mesurer des densités faibles typiques de la densité exosphérique martienne. Enfin les outils d'analyse de l'émission Lyman- α sont utilisables directement pour les données SPICAV à bord de la mission Vénus Express du fait que la composition de l'atmosphère vénusienne est très proche de la composition de l'atmosphère martienne.

L'étude de l'émission Lyman- α d'autres planètes comme les planètes géantes Jupiter et Saturne où par exemple des processus d'émission Lyman- α autres que la diffusion résonante des photons solaires ont été détectés (par exemple la dissociation de H_2 par impact électronique) pourrait faciliter une compréhension globale des mécanismes exosphériques et des émissions UV dans le système solaire. Le survol récent de Jupiter par la mission New Horizons ou la future mission Juno, seconde mission du programme New Frontiers de la NASA, dont le lancement est prévue pour 2010, devrait par exemple permettre l'étude détaillée des émissions aurorales produites par des flux d'électrons.

Annexe A : Modèle de Chamberlain

L'idée de l'échappement des gaz atmosphériques légers a été introduite pour la première fois en 1846 par J.L. Waterson, avant le développement de la théorie cinétique des gaz développée par Clausius qui introduit la notion de libre parcours moyen en 1857 et par Maxwell qui introduit le concept de fonction de distribution de vitesses et détermine la distribution des vitesses d'un gaz à l'équilibre. Le concept d'échappement thermique est re-étudié au début du XX^e siècle et J.H. Jeans donne la formule qui porte son nom en 1925. Ce n'est que dans les années 50, que la structure de l'atmosphère est incorporée au problème (Spitzer 1952). Les premières observations de l'émission Lyman- α produite par diffusion du flux solaire par la géocouronne ont permis un développement théorique important. On peut citer, en particulier, les travaux théoriques de Opik et Singer (1959) et Chamberlain (1963) ainsi que l'étude de l'écart du flux d'échappement par rapport au flux d'échappement de Jeans (Brinkman et al. 1971). Dans cette annexe, je présente la théorie de Chamberlain permettant de déterminer la densité en tout point d'une exosphère à symétrie sphérique grâce à la définition dans l'espace des phases de plusieurs classes de particules en fonction de leur trajectoire.

A.1) Classe de particules et intégrales premières du mouvement

La détermination des trajectoires des particules se fait en résolvant l'équation du mouvement des particules dans le champ de gravitation. Dans ce type de mouvement à force centrale, on a conservation de l'énergie et conservation du moment cinétique. La conservation de l'énergie entre deux points (M_1) et (M_2) de la trajectoire s'écrit simplement par :

$$\frac{1}{2} m V_1^2 - \frac{GMm}{r_1} = \frac{1}{2} m V_2^2 - \frac{GMm}{r_2} = E \quad (A1)$$

V_1 et V_2 sont les vitesses de la particule aux points M_1 et M_2 situés aux distances r_1 et r_2 du centre de Mars. G est la constante gravitationnelle, M la masse de la planète et m la masse de la particule considérée.

La conservation du moment cinétique entre deux points (M_1) et (M_2) s'écrit :

$$r_1 V_1 \sin \theta_1 = r_2 V_2 \sin \theta_2 \quad (A2)$$

où θ_1 (θ_2) est l'angle entre la vitesse de la particule en M_1 (M_2) et la verticale locale.

On distingue dans la suite différents types de particules (Chamberlain 1963, Fahr et Shizgal 1983)

- Les particules s'échappant

Ces particules proviennent de l'exobase et ont une énergie suffisante pour s'échapper à l'attraction de la planète. Leur trajectoire est hyperbolique

- Les particules balistiques

Ces particules proviennent aussi de l'exobase mais leur énergie est insuffisante pour leur permettre de s'échapper, leur trajectoire sera elliptique.

- Les particules satellites

Ces particules ne proviennent pas de l'exobase mais sont en orbite autour de la planète. Leur vitesse est inférieure à la vitesse d'échappement et leur trajectoire est elliptique.

- Les particules incidentes

Ces particules proviennent de l'infini et soient traversent l'exobase (particules « capturées »), soient passent au voisinage de la planète sans traverser l'exobase (particules « fly-by »).

A.2) Répartition des types de particules dans l'espace des vitesses

On s'intéresse ici à la répartition de trois types de particules définis par leur trajectoire (balistiques, satellites et hyperboliques) dans l'espace des vitesses. On définit un repère cartésien (V_X, V_Y, V_Z) tel que V_Z soit confondu avec l'axe vertical local (l'axe \mathbf{e}_r sphérique). On considère une seconde base orthonormée directe définie par : la vitesse radiale v_r , la vitesse orthoradiale noté v_t et l'angle φ qui est l'angle entre la projection du vecteur vitesse dans le plan horizontal local et une direction fixée arbitrairement (Figure A1)

Avec ce choix, on a :

$$\begin{aligned} V_X &= V_t \cos \varphi \\ V_Y &= V_t \sin \varphi \\ V_Z &= V_r \end{aligned} \tag{A3}$$

A cause de la symétrie sphérique du modèle, on s'attend à ce que la répartition des différents types de particules soit indépendante de l'angle φ . On pourra donc se limiter au plan défini par $\varphi = 0$.

On définit le paramètre d'échappement $\lambda(r)$ par :

$$\lambda(r) = \frac{GMm}{kT_c r} = \frac{V_{esc}^2}{U^2} \tag{A4}$$

où k est la constante de Boltzmann, T_c est la température à l'exobase, $U = (2kT_c/m)^{1/2}$ la vitesse la plus probable pour une distribution de vitesses supposée maxwellienne à l'exobase.

On définit les vitesses adimensionnées w_r, w_t, w_I et w_2 par $w_r = V_r/U$ et $w_t = V_t/U$, $w_I = V_I/U$ et $w_2 = V_2/U$. Les équations (A1) et (A2) peuvent se réécrire :

$$w_1^2 - \lambda_1 = w_2^2 - \lambda_2 = h \tag{A5}$$

$$\frac{w_1}{\lambda_1} \sin \theta_1 = \frac{w_2}{\lambda_2} \sin \theta_2 \tag{A6}$$

où $h = E/kT$ est l'énergie totale (cinétique + potentielle) réduite

A.2 Répartition des types de particules dans l'espace des vitesses

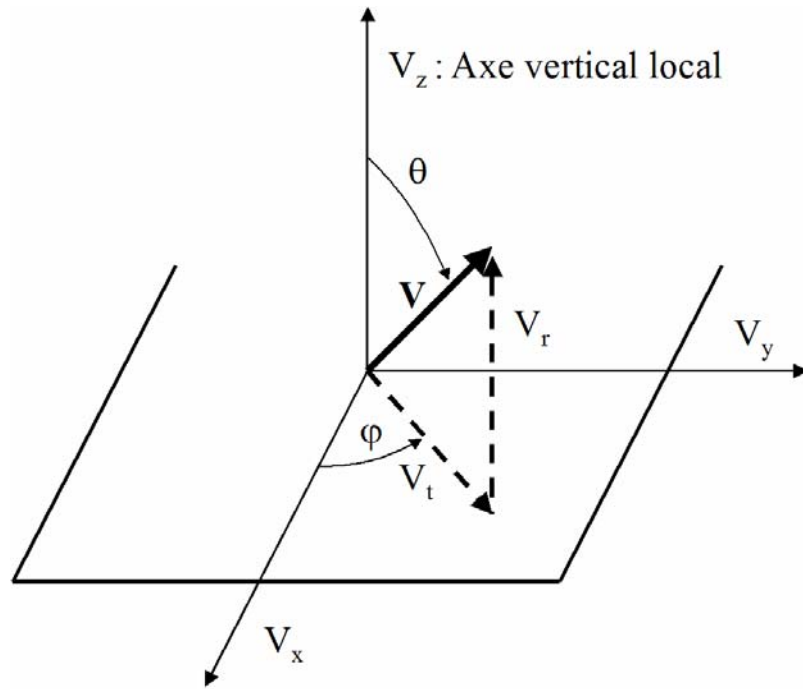


FIG. A1 – Définitions des composantes V_r , V_t de la vitesse, des angles θ et ϕ

Toutes les particules ne s'échappant pas ont une vitesse inférieure à la vitesse d'échappement de la planète ($w^2 < \lambda$), c'est à dire une énergie totale négative ($h < 0$). Dans l'espace des vitesses, ces particules seront donc situées à l'intérieur du cercle de centre (0,0) et de rayon V_{esc} . Les particules dont la vitesse est située à l'intérieur de ce cercle auront des trajectoires elliptiques, tandis que celles situées à l'extérieur de ce cercle auront des trajectoires hyperboliques (Figure A2)

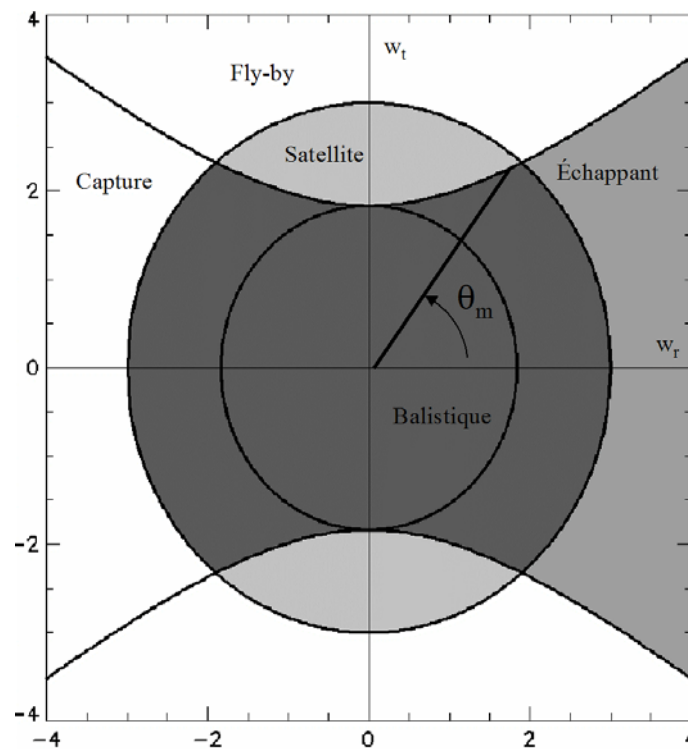


FIG. A2 – Répartition des classes de particules dans l'espace des vitesses. Le petit cercle a pour rayon $\psi_1^{1/2}$, le grand cercle a pour rayon $\lambda^{1/2}$

Annexe A Modèle de Chamberlain

L'intersection ou l'absence d'intersection de la trajectoire d'une particule avec l'exobase permet de distinguer les particules balistiques des particules satellites. Soit θ_c , l'angle entre le vecteur vitesse de la particule et la verticale locale au niveau de l'exobase.

Une particule dont la trajectoire traverse l'exobase est définie par un angle $\theta_c < \pi/2$ ou $\theta > \pi/2$. Le cas $\theta = \pi/2$ correspond au cas limite où la trajectoire à l'exobase est horizontale. En utilisant l'équation (A6) avec M_1 comme point de l'exobase (M_c) et M_2 comme point courant (M) (on remplace l'indice 1 par c et on ne met pas d'indice pour le point courant) et $\theta_1 = \pi/2$ on obtient :

$$\left(\frac{w_c}{\lambda_c}\right)^2 = \left(\frac{w}{\lambda}\right)^2 \sin \theta \quad (\text{A7})$$

En substituant w_c^2 par l'équation (A5) on obtient alors :

$$w_t^2 - \frac{\lambda^2}{\lambda_c^2 - \lambda^2} w_r^2 = \frac{\lambda^2}{\lambda + \lambda_c} = \psi_1 \quad (\text{A8})$$

L'équation (A8) est l'équation d'une hyperbole d'excentricité λ_c/λ . Les particules dont la trajectoire passe par l'exobase auront leur vitesse à l'intérieur de cette hyperbole dans l'espace des vitesses tandis que celle qui ne traverse pas l'exobase (particule satellites) se trouveront à l'extérieur de cette hyperbole. La figure (A.2) représente les lieux des différents types de particules dans l'espace des vitesses (w_r , w_t). Le tableau A.1 résume les caractéristiques des différents types de particules (Fahr et Shizgal 1983).

Type de particules	Forme de l'orbite	Valeurs de w	Valeurs de θ	Région de l'espace des vitesses
Balistique (B)	Elliptique croisant l'exobase	$0 \leq w \leq \psi_1^{1/2}$ $\psi_1^{1/2} \leq w \leq \lambda^{1/2}$	$0 \leq \theta \leq \pi$ $0 \leq \theta \leq \theta_m(w)$	Entre les deux cercles et à l'intérieur des hyperboles
Satellite (S)	Elliptique ne croisant pas l'exobase	$\psi_1^{1/2} \leq w \leq \lambda^{1/2}$	$\theta_m(w) \leq \theta \leq \pi$	A l'intérieur du grand cercle et à l'extérieur des hyperboles
B+S	Elliptique	$0 \leq w \leq \lambda^{1/2}$	$0 \leq \theta \leq \pi$	A l'intérieur du grand cercle
Echappant (E)	Hyperbolique croissant l'exobase	$w > \lambda^{1/2}$ $w_r > 0$	$0 \leq \theta \leq \theta_m(w)$	En dehors du grand cercle et à l'intérieur de l'hyperbole côté $w_r > 0$
Capture (C)	Hyperbolique croisant l'exobase	$w > \lambda^{1/2}$ $w_r < 0$	$0 \leq \theta \leq \theta_m(w)$	En dehors du grand cercle et à l'intérieur de l'hyperbole côté $w_r < 0$
Fly-by	Hyperbolique ne croissant pas l'exobase	$w > \lambda^{1/2}$	$\theta_m(w) \leq \theta \leq \pi$	En dehors du grand cercle et dans les hyperboles
E+C+F	Hyperbolique	$w > \lambda^{1/2}$	$0 \leq \theta \leq \pi$	En dehors du grand cercle

TAB. A1 – Caractéristiques des trajectoires des différents types de particules exosphériques, la région de l'espace se réfère à la figure A2

A.2 Répartition des types de particules dans l'espace des vitesses

L'angle θ_m permettant de séparer les trajectoires elliptiques des trajectoires hyperboliques correspond à l'angle polaire de l'hyperbole définie par l'équation (A.8). A partir de l'équation (A.8) on peut montrer que pour $w^2 > \psi_1$.

$$\cos \theta_m(w) = \frac{(\lambda_c^2 - \lambda^2)^{1/2}}{\lambda_c} \left(1 - \frac{\psi_1}{w^2}\right)^{1/2} = \left[1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_c^2} \left(1 + \frac{\lambda_c - \lambda}{w^2}\right)\right]^{1/2} \quad (\text{A9})$$

A.3) Résolution de l'équation de Liouville

La détermination de la densité en tout point de l'exosphère se fait en résolvant l'équation de Liouville à partir des conditions définies par les trajectoires des particules (Tableau A1).

Dans le cas d'un modèle sphérique 1D, les conditions à l'exobase sont supposées uniformes. Avec ces hypothèses, la trajectoire d'une particule est contenue dans un plan (mouvement à force centrale) et l'équation du mouvement d'une particule dans l'exosphère, en notation polaire usuelle est donnée par :

$$m \frac{d\mathbf{p}}{dt} = m(\ddot{r} - r\dot{\theta}^2)\mathbf{e}_r = \left(\frac{dp_r}{dt} - \frac{P_\chi^2}{mr^3}\right)\mathbf{e}_r = -\frac{GMm}{r^2}\mathbf{e}_r \quad (\text{A10})$$

où $p_r = mdr/dt$ est la composante radiale de la quantité de mouvement et $P_\chi = r^2(d\theta/dt)$ est la constante des aires traduisant la conservation du moment cinétique.

L'équation de Liouville, avec les hypothèses indiquées s'écrit :

$$v_r \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{dp_r}{dt} \cdot \frac{\partial f}{\partial p_r} = 0 \quad (\text{A11})$$

En remplaçant dp_r/dt par l'expression (A10), on obtient :

$$v_r \frac{\partial f}{\partial r} + \left(\frac{P_\chi}{mr^3} - \frac{GMm}{r^2}\right) \frac{\partial f}{\partial p_r} = 0 \quad (\text{A12})$$

Au niveau de l'exobase, les distributions sont supposées maxwelliennes, la dépendance de f par rapport à p_r est une gaussienne :

$$f(r_c, p_r, P_\chi) = \frac{n_c \exp(-p_r^2 / 2mkT_c) \exp(-P_\chi^2 / 2mkT_c r_c^2)}{(2\pi kT_c / m)^{3/2}} \quad (\text{A13})$$

La dépendance de f avec p_r est indépendante de r , la dérivée de f par rapport à p_r avec la distribution des vitesses à l'exobase donne :

$$\frac{\partial f}{\partial p_r} = -\frac{p_r}{MkT_c} f \quad (\text{A14})$$

En substituant cette equation dans l'équation (A12), on obtient :

Annexe A Modèle de Chamberlain

$$\frac{d(\ln f)}{dr} = - \left(\frac{GMm}{kT_c r^2} - \frac{P_\chi^2}{MkT_c r^3} \right) \quad (\text{A15})$$

L'intégration de l'équation (A15) entre l'exobase (r_c) et l'altitude r donne la fonction de distribution en r :

$$f(r, p_r, P_\chi) = \frac{n_c \exp(-(\lambda_c - \lambda)) \exp(-p_r^2 / 2mkT_c) \exp(-P_\chi^2 / 2mkT_c r^2)}{(2\pi kT_c / m)^{3/2}} \quad (\text{A16})$$

Cette équation est valable pour toutes les couples (p_r, P_χ) permis par les équations du mouvement. On peut vérifier que si ces moments peuvent prendre toutes les valeurs entre $-\infty$ et $+\infty$, alors la densité en tout point de l'exosphère suit la loi barométrique gravitationnelle

$$n(r) = n(r_c) \exp[-(\lambda_c - \lambda)] \quad (\text{A17})$$

Dans l'exosphère, tous les couples $(p_r$ et $P_\chi)$ ne sont pas permis, la loi de la gravitation fait que seule certaine trajectoire sont permises (Figure A2). La densité réelle dans l'exosphère sera donc inférieure à la densité donnée par la loi barométrique.

On note ζ , le rapport entre la densité réelle et la densité donnée par la loi barométrique

$$n(r) = n(r_c) \exp[-(\lambda_c - \lambda)] \zeta(\lambda) \quad (\text{A18})$$

La densité en un point quelconque d'altitude r se détermine en intégrant la fonction f sur l'espace des phases, avec les nouvelles variables, on a :

$$\zeta(\lambda) = \frac{1}{\pi^{3/2}} \iiint e^{-w^2} w^2 \sin \theta dw d\theta d\varphi \quad (\text{A19})$$

Pour calculer cette fonction, on utilise les conditions sur w et θ données pour chaque type de particule dans le tableau A1.

- Particules balistiques

En utilisant les données de le tableau A1 ou en utilisant la figure (A2) on constate que l'intégrale triple (A19) se décompose en deux intégrales. Lorsque $w < \psi_I^{1/2}$ (dans le petit cercle figure A2), quelle que soit la valeur de l'angle θ , la particule a une trajectoire balistique. Lorsque $\psi_I^{1/2} < w < \lambda^{1/2}$, seules les particules vérifiant la condition $\theta < \theta_m$ ont une trajectoire balistique. L'intégration sur φ est immédiate, enfin par symétrie (Figure A2), on peut se limiter au calcul de l'intégral sur $\theta < \pi/2$. L'intégrale double s'écrit donc sous la forme :

$$\zeta_{bal}(\lambda) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\int_0^{\sqrt{\psi_I}} \int_0^{\pi/2} e^{-w^2} w^2 \sin \theta dw d\theta + \int_{\sqrt{\psi_I}}^{\sqrt{\lambda}} \int_0^{\theta_m(w)} e^{-w^2} w^2 \sin \theta dw d\theta \right) \quad (\text{A20})$$

L'intégrale sur θ donne :

A.3 Résolution de l'équation de Liouville

$$\zeta_{bal}(\lambda) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\int_0^{\sqrt{\psi_1}} e^{-w^2} w^2 dw + \int_{\sqrt{\psi_1}}^{\sqrt{\lambda}} e^{-w^2} w^2 [1 - \cos \theta_m] dw \right) \quad (A21)$$

L'intégration sur les vitesses donne :

$$\zeta_{bal} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[\gamma(3/2, \lambda) - \frac{(\lambda_c^2 - \lambda^2)^{1/2}}{\lambda_c} e^{-\psi_1} \gamma(3/2, \lambda - \psi_1) \right] \quad (A22)$$

où γ désigne la fonction usuelle « gamma incomplète » définit par :

$$\gamma(\alpha, x) = \int_0^x t^{\alpha-1} e^{-t} dt \quad (A23)$$

- Particules satellites

La fonction de partition des particules ayant une orbite satellite peut s'obtenir en considérant toutes les particules dont l'énergie est inférieure à l'énergie d'échappement. Cette fonction de partition correspond à la somme $\zeta_{bal} + \zeta_{sat}$ et s'obtient de la même façon que la fonction de partition des particules balistiques, mais en intégrant sur tous les angles θ possibles (tableau A1)

$$\zeta_{bal}(\lambda) + \zeta_{sat}(\lambda) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_{w=0}^{w=\sqrt{\lambda}} \int_{\theta=0}^{\theta=\pi/2} w^2 e^{-w^2} \sin \theta dw d\theta = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \gamma(3/2, \lambda) \quad (A24)$$

On en déduit la fonction de partition des particules satellites à l'équilibre thermodynamique en soustrayant A22 à A24

$$\zeta_{sat}(\lambda) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{(\lambda_c^2 - \lambda^2)^{1/2}}{\lambda_c} e^{-\psi_1} \gamma(3/2; \lambda - \psi_1) \quad (A25)$$

- Particules s'échappant

Deux conditions doivent être satisfaites par les orbites (hyperboliques) de ces particules (tableau A1), la vitesse est supérieure à la vitesse d'échappement ($w > \lambda^{1/2}$) et l'orbite doit passer par l'exobase ($\theta < \theta_m(w)$). Par ailleurs, on se limite au domaine $w_r > 0$ ce qui signifie que l'intégration sur φ se fait entre 0 et π . On a donc :

$$\zeta_{esc}(\lambda) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{w=\lambda^{1/2}}^{w=\infty} \int_{\theta=0}^{\theta=\theta_m(w)} w^2 e^{-w^2} \sin \theta dw d\theta \quad (A26)$$

Le calcul de cette intégrale donne :

Annexe A Modèle de Chamberlain

$$\zeta_{esc}(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left\{ \Gamma(3/2) - \gamma(3/2, \lambda) - \frac{(\lambda_c^2 - \lambda^2)^{1/2}}{\lambda_c} e^{-\psi_1} [\Gamma(3/2) - \gamma(3/2; \lambda - \psi_1)] \right\} \quad (A27)$$

Des tables de valeur de ces fonctions de partitions pour différents couples (λ, λ_c) sont données par Chamberlain (1963).

Les fonctions de partition des particules incidentes peuvent s'obtenir de la même façon. Cependant, ces particules sont beaucoup moins nombreuses que les autres car dans un modèle strictement non-collisionnel, elles ne proviennent pas de la planète mais du milieu interplanétaire. Elles peuvent donc être négligées.

Il est possible de retrouver le flux d'échappement de Jeans, en calculant le flux dans le domaine de l'espace des phases restreint aux particules s'échappant :

$$\mathfrak{I}_{esc} = \int_{\substack{\text{orbites} \\ \text{échappement}}} \frac{p_r}{m} f(\mathbf{p}, \mathbf{r}) d\mathbf{p} = n_c e^{-(\lambda - \lambda_c)} \frac{U}{2\sqrt{\pi}} \int_{\lambda^{1/2}}^{\infty} w^3 e^{-w^2} [1 - \cos^2 \theta_m] dw \quad (A28)$$

Cette intégrale se calcule explicitement et permet de retrouver la formule de Jeans :

$$\mathfrak{I}_{esc} = \frac{n_c}{2\sqrt{\pi}} U e^{-\lambda_c} \frac{(\lambda_c + 1)\lambda^2}{\lambda_c^2} \quad (A29)$$

Annexe B : Profil de diffusion atomique dans la thermosphère

Dans cette annexe, on considère un mélange binaire de deux gaz (O et CO₂) ou (H et CO₂). Dans le cas (H et CO₂) l'hydrogène est considéré comme une espèce minoritaire qui s'échappe. Dans le cas (O, CO₂), les deux espèces sont à l'équilibre (pas de flux d'échappement) mais aucune n'est minoritaire.

B.1) L'équation de la diffusion pour un mélange de deux espèces

Les distributions des différentes espèces dans la thermosphère sont gouvernées par l'équation de Boltzmann :

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \frac{d\mathbf{r}}{dt} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{r}} + \frac{d\mathbf{p}}{dt} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{p}} = \left(\frac{\partial f_i}{\partial t} \right)_{coll} \quad (B1)$$

où f_i est la fonction de distribution des vitesses de l'espèce i considérée. Le terme de droite représente la variation de f dans l'espace des phases. Le terme de gauche indique que la variation de cette fonction de distribution est due aux collisions.

Les premiers moments de la fonction de distribution sont définies par :

$$n_i(\mathbf{r}, t) = \iiint_{\mathbf{v}} f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3\mathbf{v} \quad (\text{densité}) \quad (B2)$$

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \sum_i m_i n_i = \sum_i \rho_i \quad (\text{masse volumique}) \quad (B3)$$

$$\mathbf{V}_i(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{n_i} \iiint_{\mathbf{v}} \mathbf{v} f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3\mathbf{v} \quad (\text{vitesse moyenne de l'espèce } i) \quad (B4)$$

$$\mathbf{V}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\rho} \sum_i \rho_i \mathbf{V}_i \quad (\text{vitesse moyenne du fluide}) \quad (B5)$$

$$\mathbf{C}_i(\mathbf{r}, t) = \mathbf{V}_i - \mathbf{V} = \frac{1}{n_i} \iiint_{\mathbf{v}} (\mathbf{v} - \mathbf{V}) f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3\mathbf{v} \quad (\text{vitesse de diffusion de l'espèce } i) \quad (B6)$$

n_i est la densité de l'espèce i , m_i , la masse de l'espèce i , ρ la densité totale, V_i la vitesse moyenne de l'espèce i , V , la vitesse hydrodynamique et C_i , la vitesse de diffusion de l'espèce i . Lorsque l'on est proche du régime collisionnel, la résolution approchée de l'équation de Boltzmann permet de déterminer ces différentes grandeurs. En particulier, pour un mélange binaire, on peut montrer (voir par exemple Chapman et Cooling 1970, chapitre 8) que

$$\mathbf{C}_1 - \mathbf{C}_2 = -\frac{n^2}{n_1 n_2} \{D_{12} \mathbf{d}_{12} + D_{T1} \nabla \ln T\} \quad (B7)$$

Le coefficient D_{12} est le coefficient de diffusion du mélange binaire et le coefficient D_{T1} le facteur de diffusion thermique.

Le vecteur \mathbf{d}_{12} (homogène à l'inverse d'une longueur) est donné par :

Annexe B Profil de diffusion atomique dans la thermosphère

$$\mathbf{d}_{12} = \nabla \left(\frac{n_1}{n} \right) + \frac{n_1 n_2 (m_2 - m_1)}{n \rho} \nabla \ln P - \frac{\rho_1 \rho_2}{P \rho} (\mathbf{F}_1 - \mathbf{F}_2) \quad (\text{B8})$$

k est la constante de Boltzmann, F_i est l'accélération due aux forces externe s'exerçant sur l'espèce i , n la densité totale, $n = n_1 + n_2$ et P la pression atmosphérique ($P = nkT$ pour un gaz parfait). On peut noter que $\mathbf{d}_{12} + \mathbf{d}_{21} = \mathbf{0}$.

Dans toute la suite on suppose que l'atmosphère est un gaz parfait, composé de deux espèces, au repos ($\mathbf{V} = \mathbf{0}$), et possédant une symétrie sphérique de telle sorte que la seule variable spatiale soit la distance r (ou l'altitude $z = r - R_p$ où R_p est le rayon de la planète). La seule force externe est la force de gravité ($\mathbf{F}_1 = \mathbf{F}_2 = \mathbf{g}$). Si l'on suppose, de plus que l'atmosphère est en équilibre hydrostatique alors $\mathbf{g} = -\nabla P / \rho$. L'équation B8 s'écrit alors (Chapman et Cooling 1970, chapitre 8)

$$d_{12} = \frac{1}{P} \frac{dP_1}{dz} + \frac{\rho_1 g}{P} \quad (\text{B9})$$

En remplaçant P_1 par $n_1 kT$ et P par nkT on obtient :

$$d_{12} = \frac{n_1}{n} \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} + \frac{1}{n} \frac{dn_1}{dz} + \frac{n_1}{n} \frac{m_1 g}{kT} \quad (\text{B10})$$

On suppose que le coefficient de diffusion $D_{12}(z)$ peut s'écrire sous la forme $b_1/n(z)$. On définit le coefficient thermique α_{Ti} par : (Banks et Kockarts 1973, chapitre 15)

$$\alpha_{Ti} = \frac{n^2}{n_1 n_2} k_{Ti} = \frac{n^2}{n_1 n_2} \frac{D_{Ti}}{D_{12}} \quad (\text{B11})$$

Dans ce cas, l'équation de la diffusion peut s'écrire sous la forme :

$$C_1 - C_2 = \frac{-b_1}{n_2} \left[\frac{1}{n_1} \frac{dn_1}{dz} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} + \alpha_T \frac{n_2}{n} \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} + \frac{m_1 g}{kT} \right] \quad (\text{B12})$$

Soit $H_{\rho 1} = n_1 / (dn_1/dz)$ l'échelle de hauteur de l'espèce 1 et $H_1 = kT / (m_1 g)$ l'échelle de hauteur de l'espèce 1 à l'équilibre, en l'absence de gradient de température. On définit $r_1 = n_1 / n_2$ le rapport de mélange et en ajoutant un terme de diffusion turbulente caractérisée par un coefficient de diffusion turbulente K définit par :

$$\frac{F_{mix,1}}{n_1} = -K \frac{n_2}{n_1} \frac{d(n_1 / n_2)}{dz} \quad (\text{B13})$$

On obtient :

$$C_1 - C_2 = \frac{-b_1}{n_2} \left[\frac{1}{H_{\rho 1}} + \frac{1}{H_1} + \left(1 + \frac{\alpha_T}{1 + r_1} \right) \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} \right] - \frac{K}{r_1} \frac{dr_1}{dz} \quad (\text{B14})$$

B.2 Profil de température et de coefficient de diffusion turbulente

On obtient une équation similaire pour l'espèce 2 avec $b_1 = b_2$ et $\alpha_{T1} = -\alpha_{T2}$

$$C_2 - C_1 = \frac{-b_2}{n_1} \left[\frac{1}{H_{\rho_2}} + \frac{1}{H_2} + \left(1 - \frac{r_1 \alpha_{T2}}{1 + r_1} \right) \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} \right] + \frac{K}{r_1} \frac{dr_1}{dz} \quad (\text{B15})$$

La somme des équations (B14) et (B15) permet de retrouver l'hypothèse d'équilibre hydrostatique :

$$\frac{d}{dz} (n_1 + n_2) = -(n_1 m_1 + n_2 m_2) \frac{g}{kT} + \frac{n_1 + n_2}{T} \frac{dT}{dz} \quad (\text{B16})$$

La détermination de $n_1(z)$ et $n_2(z)$ s'obtient en résolvant simultanément deux équation parmi (B14, B15 et B16) et en fixant quatre conditions limites. Dans la suite, deux de ces conditions seront de fixer le flux de l'espèce 2 (flux nul) et la densité de l'espèce 2 à 80 km.

B.2) Profil de température et de coefficient de diffusion turbulente

Dans la suite, l'équation de la diffusion (B14) est résolue entre 80 km (altitude vers laquelle la diffusion atomique devient non négligeable) jusque 200 km (altitude à partir de laquelle l'équation de la diffusion n'est plus valide car les collisions sont négligeables).

Pour pouvoir résoudre l'équation de la diffusion sans utiliser les équations des moments d'ordre supérieurs de l'équation de Boltzmann (équation de la chaleur), il faut se fixer un profil de température. Le profil choisi est celui utilisé par V. Krasnopolsky dans son modèle photochimique (Krasnopolsky 2002) définit par la relation analytique :

$$T(z) = T_\infty - (T_\infty - 125) \exp \left[- \frac{(z - 90)^2}{11.4 T_\infty} \right] \quad (\text{B17})$$

Dans cette équation, z est exprimé en km et T en K.

T_∞ est la température à l'infini, le profil dans le cas d'une température $T_\infty = 200 \text{ K}$ est représenté sur la figure B1.

Annexe B Profil de diffusion atomique dans la thermosphère

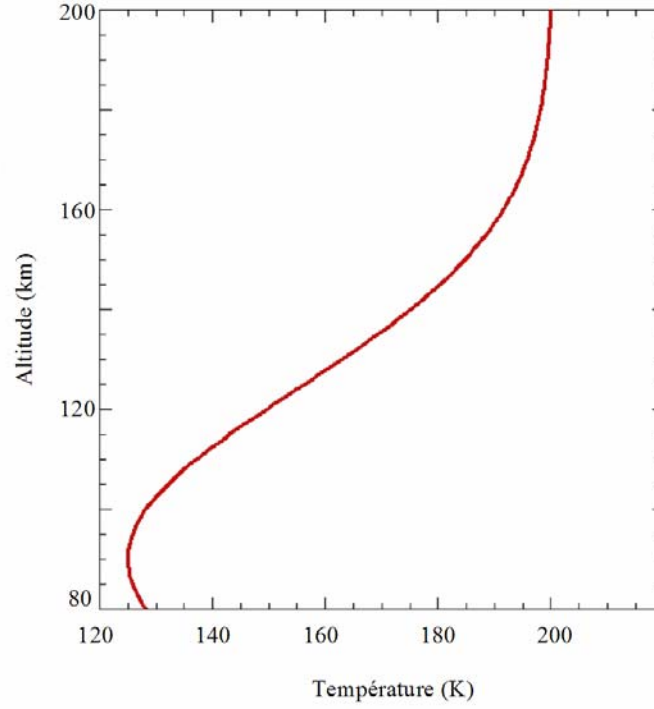


FIG. B1 – Profil de température obtenu pour une température à l'infini de 200 K

Le coefficient de diffusion turbulente est aussi donné par une formule analytique provenant de (Krasnopolsky 2002) :

$$K(z) = 1.2 \times 10^{12} \sqrt{\frac{T_{\infty}}{n(z)}} \quad (\text{B18})$$

K est exprimé en $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, n en cm^{-3} et T_{∞} en K.

Ce profil dépend de la densité totale et dépend donc du modèle utilisé. Pour toute la suite, la densité de CO_2 à 80 km est fixée à $2.6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Pour un modèle sphérique, la gravitation $g(r)$ est donnée par :

$$g(r) = \frac{GM}{r^2} = g_0 \left(\frac{r_0^2}{r^2} \right) = g_0 \left(\frac{z_0 + R_p}{z + R_p} \right)^2 \quad (\text{B19})$$

où g_0 est l'accélération de la gravité à $z_0 = 80 \text{ km}$ ($g_0 \sim 3.54 \text{ m s}^{-2}$)

B.3) Profil d'hydrogène thermosphérique

Le coefficient de diffusion atomique de l'hydrogène dans une atmosphère de CO_2 est donné par une formule analytique de la forme (Banks et Kockarts 1973) :

$$D_{H, \text{CO}_2} = \frac{b_H}{n} = \frac{AT^s}{n} \quad (\text{B20})$$

B.3 Profil d'hydrogène thermosphérique

Dans ce modèle, j'ai pris les valeurs données par Hunten (1973) à savoir : $A = 8.4 \times 10^{17}$ et $s = 0.6$ (avec ces valeurs, n est exprimée en cm^{-3} et D_{H,CO_2} en $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$).

Le coefficient thermique est celui utilisé par Krasnopolsky (2002) et Banks et Kockarts (1973) : $\alpha_{T,H} = -0.25$. Pour simplifier les notations, par la suite le coefficient de diffusion atomique et le coefficient thermique seront notés D et α .

Le flux d'hydrogène, en l'absence de production et de destruction par réaction chimique est solution de l'équation de continuité (moment d'ordre 0 de l'équation de Boltzmann) :

$$\frac{1}{r^2} \frac{d(r^2 F_1)}{dr} = 0 \quad (\text{B21})$$

En supposant que le flux à l'exobase est égal au flux d'échappement de Jeans (équation 0.3 voir aussi l'annexe A), on obtient :

$$C_1 = \frac{F_1}{n_1} = \frac{F_e}{n_1} \left(\frac{r_e^2}{r^2} \right) = u_{eff} \left(\frac{r_e}{r} \right)^2 \quad (\text{B22})$$

$u_{eff} = F_e/n_1$ est la vitesse d'effusion de l'hydrogène et r_e la distance de l'exobase. D'après les modèles photochimiques actuels (Krasnopolsky 2002 ; Fox 2003) l'hydrogène est un élément mineur dans la thermosphère de Mars, on peut donc considérer que $r_1 \ll 1$.

Dans ce cas, l'équation de l'hydrostatique se simplifie par :

$$\frac{dn_2}{dr} + \left[\frac{m_2 g_0}{kT(r)} \frac{r_0^2}{r^2} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dr} \right] n_2(r) = 0 \quad (\text{B23})$$

La solution de l'équation B23 est :

$$n(r) = n(r_0) e^{-\int_{r_0}^r \frac{dr'}{H_n(r')}} \quad (\text{B24})$$

avec :

$$\frac{1}{H_n(r)} = \left[\frac{m_2 g_0}{kT(r)} \frac{r_0^2}{r^2} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dr} \right] = \left[\frac{1}{H_2(r)} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dr} \right] \quad (\text{B25})$$

Le profil de densité de CO_2 est donc entièrement donné dès que l'on connaît la densité en un point (ici à 80 km) et le profil de température, c'est à dire la température à l'infini (équation B17). Par ailleurs, dans ce cas d'après les équations (B16) et (B18), les profils des coefficients de diffusion atomique et turbulente D et K sont parfaitement connus et sont représentés sur la figure B2. Pour calculer l'intégrale (B24), j'ai utilisé une méthode de Gauss à 32 points. Ce profil de densité de CO_2 est représenté en rouge sur la figure B3.

Annexe B Profil de diffusion atomique dans la thermosphère

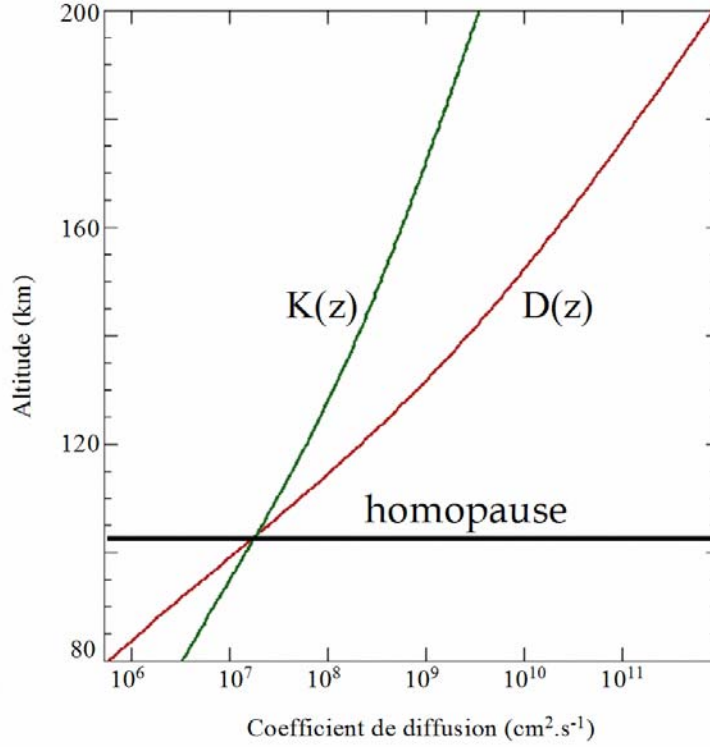


FIG. B2 – Profils des coefficients de diffusion en fonction de l'altitude z . Pour le modèle décrit ici, L'altitude au-dessus de laquelle la diffusion atomique devient prépondérante devant la diffusion turbulente définie l'altitude de l'homopause, dans le modèle présenté, l'homopause est située vers ~ 100 km d'altitude

L'équation de la diffusion B14 s'écrit, elle, sous la forme :

$$F_e \left(\frac{r_e}{r} \right)^2 = -D \left[\frac{dn_1}{dr} + \frac{1}{H_1(r)} + \frac{(1+\alpha)}{T} \frac{dT}{dr} \right] - K \left[\frac{1}{n_1} \frac{dn_1}{dr} + \frac{1}{n_2} \frac{dn_2}{dr} \right] \quad (B26)$$

Cette équation montre que lorsque le flux d'échappement est nul, si par ailleurs $K \gg D$, alors le profil de densité de l'hydrogène a la même hauteur d'échelle que le profil de densité de CO_2 . Si au contraire $D \gg K$, alors la densité d'hydrogène a sa propre hauteur d'échelle. Comme le montre les équations (B18) et (B20), $D(z)$ croît plus rapidement avec l'altitude z que $K(z)$, comme $K > D$ à 80 km, il existe une altitude à laquelle on a $D = K$. Cette altitude correspond à la position de l'homopause (Figure B2)

Le gradient de CO_2 est donné par la formule (B23). L'équation (B26) peut donc s'écrire sous la forme d'une équation différentielle du premier ordre :

$$\frac{dn_1}{dr} + u_1(r)n_1 = -u_2(r)F_e \quad (B27)$$

Les fonctions u_1 et u_2 sont données respectivement par :

$$u_1(r) = \frac{1}{D+K} \left[D \left(\frac{1}{H_1} + \frac{1+\alpha}{T} \frac{dT}{dr} \right) + K \left(\frac{1}{H_2} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dr} \right) \right] \quad (B28)$$

B.3 Profil d'hydrogène thermosphérique

$$u_2(r) = \frac{1}{D + K} \left(\frac{r_e}{r} \right)^2 \quad (\text{B29})$$

La solution est déterminée à l'aide de la méthode usuelle de variation de la constante et l'on obtient finalement :

$$n_1(r) = n_1(r_f) \exp \left(- \int_{r_f}^r u_1(r') dr' \right) - F_e \exp \left(- \int_{r_f}^r u_1(r') dr' \right) \left[\int_{r_f}^r u_2(r') \exp \left(\int_{r_f}^{r'} u_1(r'') dr'' \right) dr' \right] \quad (\text{B30})$$

On peut donc écrire formellement :

$$n_1(r) = a(r)n_1(r_f) - b(r)F_e \quad (\text{B31})$$

r_f est une altitude de référence (par exemple l'exobase). Comme le flux d'échappement est choisi égal au flux de Jeans, le profil de densité d'hydrogène thermosphérique est entièrement déterminé par la densité à l'exobase et la température à l'exobase.

Les intégrales $a(r)$ et $b(r)$ ont aussi été déterminées à l'aide de la méthode de Gauss à 32 points. En réalité de l'hydrogène est produit par réactions chimiques dans l'ionosphère (voir tableau 1.1), le modèle photochimique de V. Krasnopolsky (2002) montre que l'influence de ces réactions chimiques sont importantes dans les basses régions de la thermosphère de Mars (entre 80 et ~120 km). Ici, pour simplifier le profil, j'ai choisi une densité constante entre 80 et 120 km, ce qui sous estime la densité au-dessous de 120 km. Comme j'utilise ce profil, pour déterminer l'intensité Lyman- α sur des lignes de visées au-dessus de 800 km, cette approximation a une influence négligeable sur les résultats présentés au chapitre 5.

L'équation (B29) montre que lorsque le flux d'échappement à l'exobase est nul, on retrouve le profil hydrostatique à l'équilibre. Cette équation montre aussi qu'un flux d'échappement réduit la densité à toutes les altitudes par rapport au profil de densité à l'équilibre.

La figure B3 présente le profil de densité d'hydrogène obtenu en supposant une densité à l'exobase $n = 1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ et une température à l'exobase de 200 K.

Annexe B Profil de diffusion atomique dans la thermosphère

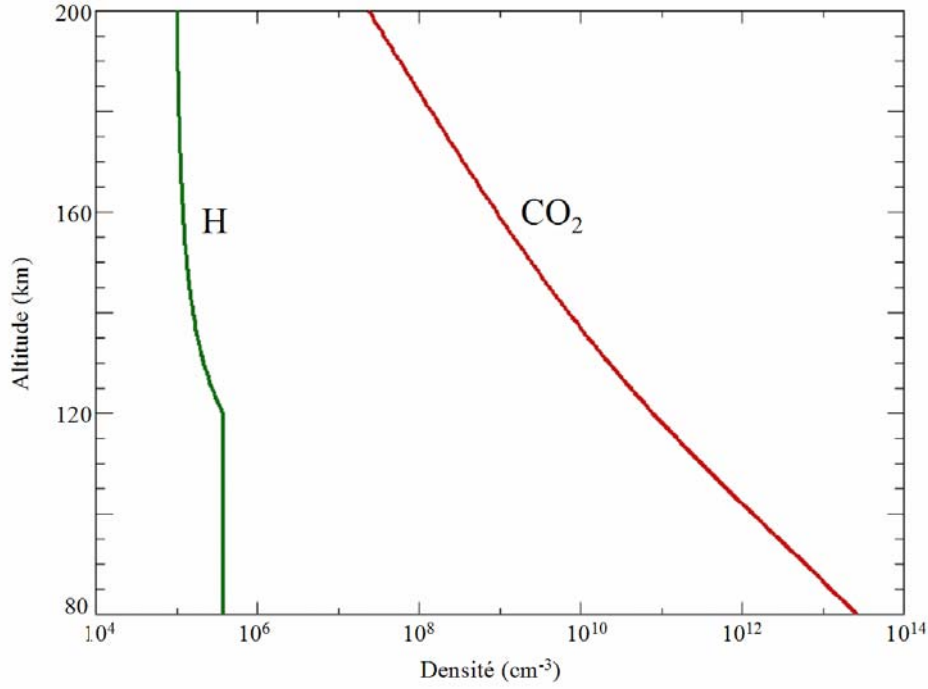


FIG. B3 – densité d’hydrogène et de CO₂ obtenu en fonction de l’altitude par le modèle de diffusion.

B.4) Profil d’oxygène thermosphérique

Pour le mélange (O, CO₂), on suppose que le flux d’échappement d’oxygène est nul. Un flux d’échappement a une influence négligeable sur le profil de densité d’oxygène (Krasnopolsky 2002), donc $C_I = 0$. Les profils d’oxygène et de dioxyde de carbone sont donc à l’équilibre. Par contre, l’oxygène n’est pas considéré comme un constituant mineur. D’après le modèle de V. Krasnopolsky 2002, l’oxygène devient dominant vers 210 km. Or pour mon étude du triplet OI 130.4 nm (chapitre 6), j’ai utilisé des densités parfois plus importantes que celles données par ce modèle photochimique, l’hypothèse consistant à dire que l’oxygène est un constituant mineur n’est donc pas toujours vérifiée. Comme le coefficient thermique α est pris nul (Banks et Kockarts 1973, chapitre 15), les deux équations à résoudre sont donc¹² :

$$0 = \frac{-b}{n_2} \left[\frac{1}{n_1} \frac{dn_1}{dz} + \frac{1}{H_1} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} \right] - K \left(\frac{1}{n_1} \frac{dn_1}{dz} + \frac{1}{n_2} \frac{dn_2}{dz} \right) \quad (\text{B32})$$

$$0 = \frac{-b}{n_1} \left[\frac{1}{n_2} \frac{dn_2}{dz} + \frac{1}{H_2} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} \right] + K \left(\frac{1}{n_1} \frac{dn_1}{dz} + \frac{1}{n_2} \frac{dn_2}{dz} \right) \quad (\text{B33})$$

Que l’on peut écrire sous la forme :

$$\frac{dn_1}{dz} [b + Kn_2] + \frac{dn_2}{dz} [n_1 K] = -b \left(\frac{1}{H_1} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} \right) n_1 \quad (\text{B34})$$

¹² J’ai utilisé les équations (B14) et (B15).

B.4 Profil d'oxygène thermosphérique

$$\frac{dn_1}{dz} [Kn_2] + \frac{dn_2}{dz} [b + n_1 K] = -b \left(\frac{1}{H_2} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} \right) n_2 \quad (B35)$$

Formellement le système d'équations différentielles (B32) et (B33) peut s'écrire sous la forme :

$$\mathbf{A} \cdot \left(\frac{d\mathbf{N}}{dx} \right) = \mathbf{B} \cdot \mathbf{N} \quad (B36)$$

où \mathbf{N} représente le vecteur $[\mathbf{n}_1/\mathbf{n}_1(0) ; \mathbf{n}_2/\mathbf{n}_2(0)]$ et x une longueur adimensionnée définie par $x = z/z_{min}$. Ce système d'équations différentielles se résout facilement à l'aide de la méthode d'intégration de Runge et Kutta d'ordre 4.

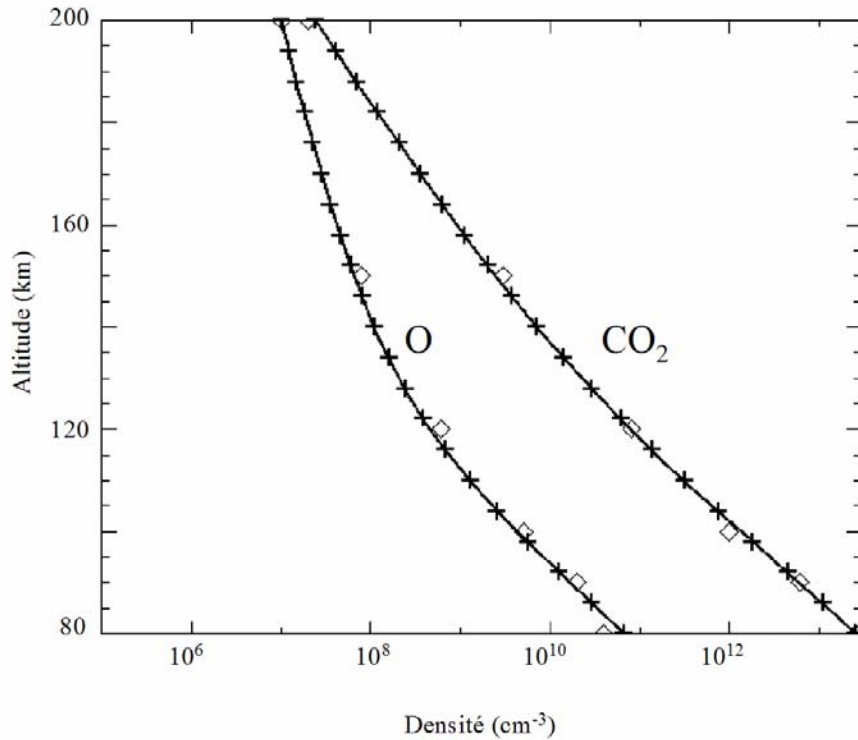


FIG. B4 – Profil de densité d'oxygène et de dioxyde de carbone obtenu par résolution de l'équation de la diffusion, avec l'aide de l'équation (B30) en trait continu et en résolvant le système différentiel (B36) (croix).

Les conditions à l'exobase sont : $n_O = 1 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ et $T_{exo} = 200 \text{ K}$, ce qui correspond au profil donné par Krasnopolsky (2002) en minimum solaire dont les valeurs (estimation à l'œil) sont représentées par des losanges.

Ce système est résolu entre 80 et 200 km. La production d'oxygène n'est pas prise en compte, les profils obtenus par Krasnopolsky (2002) montre que cette production a un effet négligeable sur le profil. Pour tester cette méthode, une comparaison entre le profil obtenu à l'aide de la formulation intégrale (qui suppose que l'oxygène est un composant mineur a toutes les altitudes) (trait continu) et la méthode de Runge-Kutta (croix) est représentée figure B4 pour une densité d'oxygène à l'exobase de $1 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ et une température à l'exobase de 200 K. Ce modèle correspond approximativement à celui donné par Krasnopolsky (2002) en minimum solaire. Les valeurs, estimées à l'œil à partir des figures de cet article, sont aussi représentées (losange). On constate que les deux méthodes donnent des résultats identiques (la différence est de $\sim 1\%$) et reproduit relativement bien les profils du modèle photochimique de

Annexe B Profil de diffusion atomique dans la thermosphère

V.A. Krasnopolsky. La production d'oxygène a une influence non négligeable uniquement dans la partie située entre 80 et 90 km.

B.5) Flux limite de diffusion

A partir des équations (B14) et (B15) on peut montrer (Hunten 1973) que le flux s'écrit sous la forme :

$$\Phi_1 = \Phi_l - (K + D_{12})n_2 \frac{df_1}{dz} \quad (B37)$$

Φ_l est un flux limite, introduit par D. Hunten (Hunten 1973) qui est atteint lorsque les échelles de hauteur des espèces 1 et 2 sont les mêmes. Un flux plus grand que ce flux limite entraînerait une diminution du rapport de mélange n_1/n_2 avec l'altitude, c'est à dire une échelle de hauteur plus importante de l'espèce lourde 2 que l'espèce légère 1 ce qui devrait alors stopper le flux si cette diminution se produisait sur un domaine en altitude appréciable. Dans le cas général, le flux limite est donné par :

$$\Phi_l = \frac{bf_1}{1 + f_1} \left[(m_2 - m_1) \frac{g}{kT} - \frac{\alpha}{T} \frac{dT}{dz} \right] \quad (B38)$$

Si l'on suppose que $m_1 \ll m_2$ et $n_1 \ll n_2$ (ce qui est le cas pour l'hydrogène et le dihydrogène sur Mars par exemple), alors le flux limite de diffusion est donnée par l'expression approchée (Hunten 1973) :

$$\Phi_l = \frac{b}{H_2} \frac{n_1}{n_2} \quad (B39)$$

En l'absence de terme de production, comme le flux limite diminue avec l'altitude (car le rapport n_1/n_2 diminue avec l'altitude), le flux limite de diffusion atteint donc une valeur minimale au niveau de l'homopause. S'il existe des termes de production pour l'espèce dont on cherche à déterminer le flux, on peut déterminer le flux limite en prenant en compte les différentes espèces susceptibles de produire l'élément considéré. Pour l'hydrogène sur Mars, il faudra tenir compte du flux d'hydrogène et de deux fois le flux de H_2 . Dans le modèle utilisé ci-dessus, l'homopause se trouve vers 100 km (Figure B2), dans la région où j'ai supposé que le profil d'hydrogène avait une échelle de hauteur infinie. Pour l'hydrogène le flux limite à considérer est donc celui à 120 km. A cette altitude $D > K$ et l'hydrogène a une échelle de hauteur plus faible que le dioxyde de carbone (Figure B3). Le flux réel est donc inférieur au flux limite de diffusion.

Pour une distribution définie par une densité à l'exobase d'hydrogène de $1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ et une température de 200 K, le flux d'échappement de Jeans est de $3.3 \times 10^7 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Le flux limite de diffusion à 120 km ($n_{CO_2} = 7.8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ et $n_H = 3.7 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ et $T \sim 150 \text{ K}$) est d'environ $1 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Si l'on tient compte du dihydrogène et si l'on suppose que les termes de perte et de production modifie peu le profil de densité de H_2 (voir par exemple le profil de H_2 obtenu par Krasnopolsky 2002) alors, le flux limite d'hydrogène sous toute ces formes possibles $\Phi_l(H_{tot})$ est donné par :

$$\Phi_l(H_{tot}) = \Phi_l(H) + 2\Phi_l(H_2) \quad (B40)$$

B.5 Flux limite de diffusion

En utilisant le coefficient de diffusion de H_2 dans une atmosphère de CO_2 donné par Hunten (1973) (formule B20 avec $A' = 2.3 \times 10^{17}$ et $s' = 0.75$).

$$\Phi_l(H_2) = A' T^{s'} \frac{n_{H_2}}{n_{CO_2}} \quad (B41)$$

On obtient un flux limite de H_2 à 80 km ($n_{CO_2} = 2.6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ et $n_{H_2} = 5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ (Krasnopolsky 2002, Fox 2003) d'environ $1.8 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ soit un flux limite total d'hydrogène $\Phi_l(H_{tot})$ d'environ $4.6 \times 10^8 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$.

Glossaire des missions et instruments cités

Les missions d'exploration

Mariner 4

Mission américaine : Survol de Mars le 14 Juillet 1965

Mariner 6

Mission américaine : Survol de Mars le 30 Juillet 1969

Mariner 7

Mission américaine : Survol de Mars le 4 Aout 1969

Mariner 9

Mission américaine : Mise en orbite le 14 Novembre 1971, dernier signal émis le 27 Octobre 1972. Les premières images obtenues par la caméra étaient complètement obscurcies par une grande tempête de poussière qui persista pendant un mois.

Viking 1 et 2

Missions américaines : Chacune formée d'un orbiteur et d'un atterrisseur. Les deux missions se placent en orbite le 19 Juin 1976 et le 7 Aout 1976. L'atterrisseur de Viking 1 se pose dans la région de Chryse Planitia le 20 Juillet 1976. L'atterrisseur de Viking 2 se pose dans la région de Utopia Planitia le 3 Septembre 1976.

Phobos 1 et 2

Missions soviétiques : Lancées en Juillet 1988, le contact avec Phobos 1 est perdu le 2 Septembre 1988. Phobos est mis en orbite le 30 Janvier 1989, le contact est perdu le 27 Mars 1989

Mars Pathfinder

Mission américaine, composée d'un atterrisseur et d'un rover (Sojourner). Lancée le 2 Décembre 1996, Mars Pathfinder atteint la surface de Mars le 4 Juillet 1997 dans la région de Ares Vallis (proche de Chryse Planitia). Le contact radio est perdu le 7 Octobre 1997.

Mars Global Surveyor (MGS)

Mission américaine : Mise en orbite autour de Mars le 12 Septembre 1997, le contact est perdu le 2 Novembre 2006

Mars Odyssey

Mission américaine, mise en orbite autour de Mars le 20 Octobre 2001, toujours en fonctionnement

Mars Express (Mex)

Mission européenne, composée d'un orbiteur et d'un atterrisseur (Beagle 2). Aucun contact n'a été établi avec Beagle 2 après son atterrissage le 24 Décembre 2003. L'orbiteur est toujours en fonctionnement.

Mars Exploration Rover (MER)

Composée de deux rovers (Spirit et Opportunity) : Spirit atteint la surface de Mars à proximité du cratère Gusev le 4 Janvier 2004. Opportunity a atteint la surface de Mars dans la région de Terra Meridiani le 24 Janvier 2004. Les deux rovers sont toujours en fonctionnement.

Rosetta

Mission européenne : Lancée le 2 Mars 2004, elle a pour objectif l'étude de la comète Churyumov-Gerasimenko. Le 25 février 2007, cette mission a survolé Mars.

Mars Reconnaissance Orbiter (MRO)

Mission américaine : Mise en orbite le 10 Mars 2006, toujours en fonctionnement

Phoenix

Mission américaine : Première mission du programme SCOUT de la NASA, lancée le 4 Aout 2007, devrait se poser sur Mars le 25 Mai 2008.

ExoMars

Mission européenne retenue dans le cadre du programme Aurora. Cette mission, composée d'un rover devrait être lancée en 2013.

Mars Atmosphere and Volatile Evolution (MAVEN)

Mission américaine proposée dans le cadre des missions SCOUT de la NASA

The Great Escape (TGE)

Mission américaine proposée dans le cadre des missions SCOUT de la NASA

Mars Environment and Magnetic Orbiter (MEMO)

Mission proposée dans le cadre des missions COSMIC VISION de l'ESA (non retenue)

Missions et satellites en orbite terrestre

Copernicus Orbiting Astronomical Observatory (OAO-3)

Troisième satellite de la NASA de la série des OAO, renommé Copernicus Observatory après son lancement le 21 Aout 1972. Le principal instrument à bord était le Princeton University UV telescope. Il fonctionnera jusqu'en février 1981.

Prognoz 5-6

Satellites du programme franco-soviétique SIGNE (Solar International Gamma-Ray and Neutron Experiments). Prognoz 5 fut lancé le 25 Novembre 1976 et Prognoz 6 le 22 Septembre 1977.

International Ultraviolet Explorer (IUE)

Observatoire astronomique spatial de la NASA, dédié à l'observation dans l'ultraviolet. Il fut lancé le 26 Janvier 1978 et fonctionna jusqu'en Septembre 1996.

Hubble Space Telescope (HST)

Télescope spatial mis en orbite terrestre (~ 600 km) le 24 Avril 1990, toujours en fonctionnement

Extreme Ultraviolet Explorer (EUVE)

Satellite de la NASA observant dans l'ultraviolet entre 70 et 760 Å. Mis en orbite terrestre le 7 Juin 1992, il a fonctionné jusqu'au 31 Janvier 2001.

Astro 2

Charge embarquée sur la navette Endeavour en Mars 1995 pour des observations dans l'ultraviolet.

Solar and Heliospheric Observatory (SOHO)

Cette mission est dédiée à l'étude du Soleil. Lancée le 2 décembre 1995, elle est placée au voisinage du point de Lagrange L₁ du système Terre-Soleil. Cette mission est toujours en fonctionnement

Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer (FUSE)

Télescope spatial de la NASA mis en orbite terrestre le 24 Juin 1999, observe dans l'UV entre 90 – 120 nm. Toujours en fonctionnement

Solar Radiation and Climate Experiment (SORCE)

Satellite de la NASA, mise en orbite terrestre le 25 Janvier 2003. Il a pour but de le spectre solaire entre 1 et 2000 nm.

Les instruments

ACC (Accelerometer) (*MGS*)

ASPERA (Automatic Space Plasma Experiment with Rotating Analyzer)(*Phobos 2*)

ASPERA-3 (Energetic Neutral Atoms Analyzer) (*MEX*)

GRS (Gamma Ray Spectrometer) (*Mars Odyssey*)

HiRiSe (High Resolution Imaging Science Experiment) (*MRO*)

HRSC : (High Resolution Stereoscopic Camera) (*MEX*)
 HUT (Hopkins Ultraviolet Telescope) (*FUSE*)
 IRTM (Infrared Thermal Mapper) (*Viking*)
 MAG/ER (Magnetometer and Electron Reflectometer) (*MGS*)
 MaRS (Mars Radio Science Experiment) (*MEX*)
 MARSIS (Mars Advanced Radar for Subsurface and Ionospheric Sounding) (*MEX*)
 MOC (Mars Orbiter Camera) (*MGS*)
 MOLA (Mars Orbiter Laser Altimeter) (*MGS*)
 OMEGA (Observatoire Martien pour l'étude de l'Eau, des Glaces et de l'Activité) (*MEX*)
 PFS (Planetary Fourier Spectrometer) (*MEX*)
 RPA (Retarding Potential Analyser) (*Viking*)
 SIM (Spectral Irradiance Monitor) (*SORCE*)
 SOLSTICE (Solar Stellar Irradiance Comparison Experiment) (*SORCE*)
 SPICAM (Spectroscopy for the Investigation and the Characterization of the Atmosphere of Mars) (*MEX*)
 SUMER (Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation) (*SOHO*)
 SWAN (Solar Wind Anisotropy) (*SOHO*)
 TAUS (Proton and Alpha Particle Spectrometer) (*Phobos 2*)
 TES (Thermal Emission Spectrometer) (*MGS*)
 THEMIS (Thermal Emission Imaging System) (*Mars Odyssey*)
 TIM (Total Irradiance Monitor) (*SORCE*)
 XPS (XUV Photometer System) (*SORCE*)

Bibliographie

- Acuña, M.H., and 19 colleagues (1998), Magnetic field and plasma observations at Mars : Initial results of the Mars Global Surveyor MAG/ER experiment. *Science* **279**, 1676.
- Acuña, M.H., J.E.P. Connerney, N.F. Ness, R.P. Lin, D. Mitchell, C.W. Carlson, J. McFadden, K.A. Anderson, H. Reme, C. Mazelle and 3 colleagues (1999), Global distribution of crustal magnetization discovered by the Mars Global Surveyor MAG/ER Experiment, *Science*, **284**, 790
- Acuña, M.H., J.E.P. Connerney, P. Wasilewski, R.P. Lin, K.A. Anderson, C.W. Carlson, J. McFadden, H. Rème, C. Mazelle, and 4 coauthors (2001), Magnetic fields of Mars: Summary of results from aerobraking and mapping orbits, *J. Geophys. Res.*, **106**, 23403
- Anderson, D.E. (1974), Mariner 6, 7 and 9 Ultraviolet Spectrometer Experiment : Analysis of Hydrogen Lyman Alpha Data, *J. Geophys. Res.*, **79**, 1513
- Anderson, D.E. (1975), The Mariner 5 ultraviolet photometer experiment – Analysis of Rayleigh-scattered and 1304-Å radiation from Venus
- Anderson, D.E., and C.W. Hord (1971), Mariner 6 and 7 Ultraviolet Spectrometer Experiment: Analysis of hydrogen Lyman-Alpha data, *J. Geophys. Res.*, **76**, 6666
- Anderson, D.E., C.W. Hord, (1972), Correction, *J. Geophys. Res.*, **77**, 5638
- Arkani-Hamed, J. (2001), A 50-degree spherical harmonic model of the magnetic field of Mars, *J. Geophys. Res.*, **106**, 23,197
- Arvidson, R.E., E. Guinness, and S. Lee (1979), Differential aeolian redistribution rates on Mars, *Nature*, **278**, 533
- Arvidson, R.E., S.W. Squyres, R.C. Anderson, J.F. Bell, D. Blaney, J. Brückner, N.A. Cabrol, W.M. Calvin, M.H. Carr, P.R. Christensen, and 53 coauthors (2006), Overview of the Spirit Mars Exploration Rover mission to Gusev crater : Landing site to Backstay Rock in the Columbia Hills, *J. Geophys. Res.*, **111**, 02S01A
- Baker, V.R. (1973), Paleohydrology and sedimentology of Lake Missoula flooding in eastern Washington, *Geol. Soc. Am. Spec. Pap.*, **144**, 79
- Baker, V.R. (2001), Water and the martian landscape, *Nature*, **412**, 228
- Baker, V.R. (2005), Planetary science : Picturing a recently active Mars, *Nature*, **434**, 280
- Baker, V.R., and D.J. Milton (1974), Erosion by catastrophic floods on Mars and Earth, *Icarus*, **23**, 27
- Baker, V.R., R.G. Strom, V.C. Gulick, J.S. Kargel, G. Komatsu, and V.S. Kale (1991), Ancient oceans, ice sheets and the hydrological cycle on Mars, *Nature*, **354**, 589

- Balakrishnan, N.E., E. Sergueeva, V. Kharchenko, and A. Dalgarno (2000), Kinetics and thermalization of hot N(4S) atoms in the upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **105**, 18549
- Bandfield, J.L., T.D. Glotch, P.R. Christensen (2003), Spectroscopic identification of carbonates minerals in the Martian dust, *Science*, **301**, 1084
- Banks, P.M., G. Kockarts (1973), Aeronomy Part B, *Academic Press* New York and London
- Barabash, S., M. Holmstrom, A. Lukyanov, and E. Kallio (2002), Energetic neutral at Mars, 4. Imaging of planetary oxygen, *J. Geophys. Res.*, **107**, 1280
- Barabash, S., and R. Lundin (2006), ASPERA-3 on Mars Express, *Icarus*, **182**, 301
- Barabash, S., and ASPERA-3 team (2004), ASPERA-3: analyser of space plasmas and energetic ions for Mars Express, In: Mars Express: the scientific payload. Ed. by Andrew Wilson, scientific coordination: Agustin Chicarro. ESA SP-1240, Noordwijk, Netherlands: ESA Publications Division, p. 121 - 139
- Barabash, S., R. Lundin, H. Andersson, K. Brinkfeldt, A. Grigoriev, H. Gunell, M. Holmström, M. Yamauchi, K. Asamura, P. Bochsler, and 32 coauthors (2006), The Analyzer of Space Plasmas and Energetic Atoms (ASPERA-3) for the Mars Express Mission, *Space Sci. Rev.*, **126**, 113
- Barabash, S., A. Fedorov, R. Lundin, R., J.-A. Sauvaud, (2007), Martian atmospheric erosion rates, *Science*, **315**, 501, doi : 10.1126/science.1134358
- Barth, C.A. (1974), The atmosphere of Mars, *Annu. Rev. Earth Pl. Sc.*, **2**, 333
- Barth, C.A., J.B. Pearce, K.K. Kelly, L. Wallace, and W.G. Fastie (1967), Ultraviolet emissions observed near Venus from Mariner V, *Science*, **158**, 1675
- Barth, C.A., W.G. Fastie, C.W. Hord, J.B. Pearce, K.K. Kelly, A.I. Stewart, G.E. Thomas, G.P. Anderson, and O.F. Raper (1969), Mariner 6 ultraviolet spectrum of Mars upper atmosphere, *Science*, **165**, 1004
- Barth, C.A., C.W. Hord, J.B. Pearce, K.K. Kelly, G.P. Anderson, and A.I. Stewart (1971), Mariner 6 and 7 ultraviolet spectrometer experiment: Upper atmosphere data, *J. Geophys. Res.*, **76**, 2213
- Barth, C.A., A.I. Stewart, C.W. Hord, and A.L. Lane (1972), Mariner 9 Ultraviolet Spectrometer Experiment: Mars airglow spectroscopy and variations in Lyman alpha, *Icarus*, **17**, 457
- Barth, C.A., A.I. Stewart, S.W. Bougher, D.M. Hunten, S.J. Bauer, and A.F. Nagy (1992), Aeronomy of the current Martian atmosphere, in Mars, *University of Arizona Press*, Tucson
- Barthelemy, M., G. Gronoff, J. Lilensten, and J-Y. Chaufray (2007), Radiative transfer of the

oxygen 130 nm triplet through the atmosphere of Mars and Venus, *Europlanet 2007*, EPSC2007-A-00364

- Bates, D.R. (1994), Dissociative recombination: cross and tunnelling modes, *Adv. Atom. Mol. Opt. Phys.*, **34**, 427
- Bauer, S., and M.H. Hantsch (1989), Solar cycle variation of the upper atmosphere temperature of Mars, *Geophys. Res. Lett.*, **16**, 373
- Berman, D.C., and W.K. Hartmann (2002), Recent fluvial, volcanic and tectonic activity on the Cerberus plains of Mars, *Icarus*, **159**, 1
- Bertaux, J-L. (1973), Geocoronal hydrogen, in Physics and chemistry of upper atmosphere, edited by B. M. McCormac. Astrophysics and Space Science Library, Vol. 35, p.260
- Bertaux, J-L. (1974), L'hydrogène atomique dans l'exosphère terrestre : mesures d'intensité et de largeur de raie de l'émission Lyman alpha à bord du satellite OGO 5 et interprétation, *Thèse d'Etat à l'Université Paris VI*
- Bertaux, J-L. (2006), Solar variability and climate impact on terrestrial planets, *Sp Sci. Rev.*, **125**, 435.
- Bertaux, J-L., and F. Montmessin (2001), Isotopic fractionation through water vapor condensation : the Deuteropause, a cold trap for deuterium in the atmosphere of Mars, *J. Geophys. Res.*, **106**, 32879
- Bertaux, J-L., J.E. Blamont, V.M. Lupine, V.G. Kurt, N.N. Romanova, and A.S. Smirnov (1981), Venera 11 and Venera 12 observations of EUV emission from the upper atmosphere of Venus, *Planet. Space Sci.*, **29**, 149
- Bertaux, J-L., V.M. Lepine, V.G. Kurt, and A.S. Smirnov (1982), Altitude profile of H in the atmosphere of Venus from Lyman alpha observations of Venera 11 and Venera 12 and origin of the hot exospheric component, *Icarus*, **52**, 221
- Bertaux, J-L., R. Lallement, V.G. Kurt, E.N. Mironova (1985), Characteristics of the local interstellar hydrogen determined from PROGNOZ 5 and 6 interplanetary Lyman-alpha line profile measurements with a hydrogen absorption cell, *Astron. Astrophys.*, **150**, 1
- Bertaux, J.-L., J.T. Clarke, M. Mumma, T. Owen, et E. Quemerais, (1993), A search for the deuterium Lyman-alpha emission from the atmosphere of Mars in “*Science with the Hubble Space Telescope*”, ESO Proc. No. 44, 459
- Bertaux, J-L., and the SPICAM team (2004), SPICAM : studying the global structure and composition of the Martian atmosphere, In: Mars Express: the scientific payload. Ed. by Andrew Wilson, scientific coordination: Agustin Chicarro. ESA SP-1240, Noordwijk, Netherlands: ESA Publications Division, p. 95 - 120
- Bertaux, J-L., F. Leblanc, S. Perrier, E. Quémerais, O. Korablev, E. Dimarellis, A. Reberac, F. Forget, P.C. Simon, A.S. Stern, B. Sandel (2005a), Nightglow in the upper atmosphere of Mars and implications for atmospheric transport, *Science*, **307**, 566

- Bertaux, J-L., Leblanc F., O. Witasse, E. Quémerais, J. Lilensten, S.A. Stern, B. Sandel, O. Korablev (2005b), Discovery of an aurora on Mars, *Nature*, **435**, 790
- Bertaux, J-L., O. Korablev, S. Perrier, E. Quémerais, F. Montmessin, F. Leblanc, S. Lebonnois, P. Rannou, F. Lefèvre, F. Forget, A. Fedorova, E. Dimarellis, A. Reberac, D. Fonteyn, J-Y. Chaufray, S. Guibert, (2006), SPICAM on Mars Express : Observing modes and overview of the spectrometer data and scientific results, *J. Geophys. Res.*, **111**, E10S90, doi : 10.1029/2006JE002690
- Bertucci, C., C. Mazelle, M.H. Acuña, C.T. Russell, and J.A. Slavin, (2005), Structure of the magnetic pileup boundary at Mars and Venus, *J. Geophys. Res.*, **110**, A01209
- Bibring, J-P., Y. Langevin, F. Poulet, A. Gendrin, B. Gondet, M. Berthé, A. Soufflot, P. Drossart, M. Combes, G. Bellucci, and 4 coauthors (2004), Perennial water ice identified in the south polar cap of Mars, *Nature*, **428**, 627
- Bibring, J-P. and OMEGA team (2004), OMEGA: Observatoire pour la Minéralogie, l'Eau, les Glaces et l'Activité, In: Mars Express: the scientific payload. Ed. by Andrew Wilson, scientific coordination: Agustin Chicarro. ESA SP-1240, Noordwijk, Netherlands: ESA Publications Division, p. 37 - 49
- Bibring, J-P., Y. Langevin, J.F. Mustard, F. Poulet, R. Arvidson, A. Gendrin, B. Gondet, N. Mangold, P. Pinet, F. Forget and OMEGA team (2006), Global Mineralogy and Aqueous Mars History derived from OMEGA/Mars Express data, *Science*, **312**, 400
- Bird, G.A. (1994), Molecular gas dynamics and the direct of gas flows simulation, *Clarendon Press*, Oxford
- Blelly, P-L., A. Lummerzheim, and J. Lilensten (1996), 8-moment fluid models of the terrestrial high latitude ionosphere between 100 and 3000 km, Solar Terrestrial Energy Program (STEP) : Handbook of ionospheric models, R. Schunk
- Bougher, S.W., and R.E. Dickinson (1988), Mars mesosphere and thermosphere. I – Global mean heat budget and thermal structure, *J. Geophys. Res.*, **93**, 7325
- Bougher, S.W., R.G. Roble, E.C. Ridley, and R.E. Dickinson (1990), The Mars thermosphere, II General circulation with coupled dynamic and composition, *J. Geophys. Res.*, **95**, 14,811
- Bougher, S.W., D.M. Hunten, and R.G. Roble (1994), CO₂ cooling in terrestrial planet thermospheres, *J. Geophys. Res.*, **99**, 14609
- Bougher, S.W., S. Engel, R.G. Roble, and B. Foster (1999), Comparative terrestrial planet thermospheres 2. Solar cycle variation of global structure and winds at equinox, *J. Geophys. Res.*, **104**, 16591
- Bougher, S.W., S. Engel, R.G. Roble, and B. Foster (2000), Comparative terrestrial planet thermospheres 3. Solar cycle variation of global structure and winds at solstices, *J. Geophys. Res.*, **105**, 1766

- Bougher, S.W., D.P. Hinson, J.M. Forbes, and S. Engel (2001), MGS Radio Science electron density profiles and implications for the neutral atmosphere, *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 3091
- Box, G. and M.E. Muller, (1958), A note on the generation of random normal deviate, *Ann. Math. Stat.*, **29**, 610-611
- Boynton, W.V., W.C. Feldman, S.W. Squyres, T.H. Prettyman, J. Brückner, L.G. Evans, R.C. Reedy, R. Starr, J.R. Arnold, D.M. Drake and 15 coauthors (2002), Distribution of hydrogen in the near surface of Mars : evidence for subsurface ice deposits, *Science*, **297**, 81
- Brain, D.A., and B.M. Jakosky (1998), Atmospheric loss since the onset of the Martian geologic record : Combined role of impact erosion and sputtering, *J. Geophys. Res.*, **103**, 22689
- Brain, D.A., F. Bagenal, M.H. Acuña, J.E.P Connerney (2003), Martian magnetic morphology: Contributions from the solar wind and crust, *J. Geophys. Res.*, **108**, SMP8-1
- Brecht, S. (1997), Hybrid simulations of the magnetic topology of Mars, *J. Geophys., Res.*, **102**, 4743
- Brecht, S., and J. Ferrante (1993), Global hybrid simulation of unmagnetized planets : comparison of Venus and Mars, *J. Geophys. Res.*, **98**, 17,251
- Breus, T.K., A.M. Krymskii, D.H. Crider, N.F. Ness, D. Hinson, and K.K. Barashyan (2004), Effect of the solar radiation in the topside atmosphere/ionosphere of Mars: Mars Global Surveyor observations, *J. Geophys. Res.*, **109**, A09310
- Brinkfeldt, K., H. Gunell, P.C.:Son Brandt, S. Barabash, R.A. Frahm, J.D. Winningham, E. Kallio, M. Holmström, Y. Futaana, A. Ekenbäck, and 37 coauthors (2006), First ENA observations at Mars: Solar-wind ENAs on the nightside, *Icarus*, **182**, 439
- Brinkmann, R.T. (1971), More comments on the validity of Jeans' escape rate, *Planet. Space Sci.*, **19**, 791
- Broadfoot, A.L., S. Kumar, M.J.S., Belton, and M.B. McElroy (1974a), Mercury's atmosphere from Mariner 10: Preliminary results, *Science*, **185**, 166
- Broadfoot, A.L., S. Kumar, M.J.S., Belton, and M.B. McElroy (1974b), Ultraviolet observations of Venus from Mariner 10: Preliminary results', *Science*, **183**, 1315
- Burr, D.M., J.A. Grier, S.A. McEwen and P.L. Keszthelyi (2002), Repeated aqueous flooding from the Cerberus Fossae : Evidence for very recently extant, deep groundwater on Mars, *Icarus*, **159**, 53
- Bush, B.C., S. Chakrabarti, (1995), A radiative transfer model using spherical geometry and partial frequency redistribution, *J. Geophys. Res.*, **100**, 19,627

- Byrne S. and A.P. Ingersoll (2003), A sublimation model for Martian South polar ice features, *Science*, **299**, 1051
- Byrne, S., K.E. Herkenhoff, P. Russel, C. Hansen, A. McEwen, and HiRiSe team (2007), Preliminary HiRiSe polar geology results, *38th Lunar and Planetary Science Conference*, 2380
- Carlsson, E., A. Fedorov, S. Barabash, E. Budnik, A. Grigoriev, H. Gunnell, H. Nilsson, J-A. Sauvaud, E. Lundin, Y. Futaana, and 37 coauthors (2006), Mass composition of the escaping plasma at Mars, *Icarus*, **182**, 320
- Carr, M.H. (1995), The Martian drainage system and the origin of valley networks and fretted channels, *J. Geophys. Res.*, **100**, 7479
- Carr, M.H. (1996), Water on Mars, *Oxford University Press*, New York
- Carr, M.H. and J.W. Head (2003), Oceans on Mars : An assessment of the observational evidence and possible fate, *J. Geophys. Res.*, **108**, doi : 10.1029/2002JE001963
- Carr, M.H., L.S. Crumpler, J.A. Cutts, R. Greeley, J.E. Guest and H. Masursky (1977), Mars impact craters and emplacement of ejecta by surface flow, *J. Geophys. Res.* **82**, 4055
- Chamberlain, J.W. (1961), Physics of the Aurora and Airglow, *Academic Press*, New York
- Chamberlain, J.W. (1963), Planetary coronae and atmospheric evaporation, *Planet. Space Sci.*, **11**, 901
- Chamberlain, J.W. (1977), Charge exchange in a planetary corona – Its effect in the distribution and escape of hydrogen
- Chamberlain, J.W. (1980), Exospheric perturbations by radiation pressure. II – Solution for orbits in the ecliptic plane, *Icarus*, **44**, 651
- Chamberlain, J.W., and D.M. Hunten (1987), Book-Review – Theory of Planetary Atmospheres, *Science*, **238**, 96
- Chandrasekhar, S., (1950), Radiative transfer, *Oxford Clarendon Press*, Oxford
- Chapman, S., and T.G. Cowling (1970), The mathematical theory of non-uniform gases, 3rd edition, *Cambridge University Press*, New York
- Chassefière, E., and F. Leblanc (2004), Mars atmospheric escape and evolution : interaction with the solar wind, *Planet. Space Sci.*, **52**, 1039
- Chassefière, E., A. Nagy, M. Manda, F. Primdahl, H. Rème, J-A. Sauvaud, R. Lin, S. Barabash, D. Mitchell, T. Zurbuchen and 35 coauthors, (2004), DYNAMO : a Mars upper atmosphere package for investigating solar wind interaction and escape processes, and mapping Martian fields, *Adv. Space Res.* **33**, 2228

- Chassefière, E., F. Leblanc, and B. Langlais (2007), The combined effect of escape and magnetic field histories at Mars, *Planet. Space Sci.*, **55**, 343
- Chaufray, J-Y. (2004), Modélisation de la couronne martienne, mémoire de DEA, Service d'Aéronomie
- Chaufray, J-Y., R. Modolo, F. Leblanc, G.M. Chanteur, R.E. Johnson, and, J.G. Luhmann (2007a), Mars solar wind interaction : formation of the Martian corona and atmospheric loss to space, *J. Geophys. Res.* (accepted)
- Chaufray, J-Y., J-L. Bertaux, E. Quémerais, and F. Leblanc (2007b), Lyman- α détection of a hot hydrogen exospheric component by SPICAM on Mars Express, (papier soumis à *Icarus*)
- Chen, R.H., T.E. Cravens, A.F. Nagy (1978), The Martian ionosphere in light of the Viking observations, *J. Geophys. Res.*, **83**, 3871
- Chen, Y. et P.A. Cloutier (2003), Martian hydrogen exosphere charge exchange with solar wind, *J. Geophys. Res.*, **108**, 1382, doi : 10.1029/2002JA009604
- Cheng, B.M., E.P. Chew, P. Liu, M. Bahou, Y.P. Lee, Y.L. Yung, and M.F. Gershell (1999), Photo-induced fractionation of water isotopomers in the Martian atmosphere, *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 3657
- Chevrier, V., and P.E. Mathé (2007), Mineralogy and evolution of the surface of Mars : A review, *Planet. Space Sci.*, **55**, 289
- Christensen, P.R., J.L. Bandfield, V.E. Hamilton, S.W. Ruff, H.H. Kieffer, T.N. Titus, M.C. Malin, R.V. Morris, M.D. Lane, R.L. Clarke, and 16 coauthors (2001), Mars Global Surveyor Thermal Emission Spectrometer experiment : Investigation description and surface science results, *J. Geophys. Res.* **106**, 23823
- Chubb, T. A., E. T. Byram, It. Friedman and J. E. Kupperian (1958) The use of radiation absorption and luminescence in upper air density measurements. *Ann. Geophys.*, **14**, 109
- Cipriani, F. (2006), La couronne neutre suprathermique de Mars : modélisation et développement d'une instrumentation pour sa mesure in-situ, *Thèse de doctorat de l'université de Versailles Saint Quentin en Yvelines*
- Cipriani, F., F. Leblanc, and J.J. Berthelier (2007), Martian corona: non thermal sources of hot heavy species, *J. Geophys. Res.*, (in press)
- Clancy, R.T., A.W. Grossman, M.J. Wolff, P.B. James, D.J. Rudy, Y.N. Billawala, B.J. Sandor, S.W. Lee, D.O. Muhleman (1996), Water vapour saturation at low altitudes around Mars aphelion : A key to Mars climate ?, *Icarus*, **122**, 36
- Clarke, J.T., H.W. Moos, S.K. Atreya, and A.L. Lane, (1980) Observations from earth orbit and variability of the polar aurora on Jupiter, *Astrophys. J.*, **241**, 179

- Clarke, J.T., S. Durrance, W. Moos, J. Murthy, S. Atreya, A. Barnes, J. Mihalov, J. Belcher, M. Festou, and C. Imhoff (1986), Continued observations of the H LY alpha emission from Uranus, *J. Geophys. Res.*, **91**, 8771
- Clarke, J.T., K.M. Hudson, and Y.L. Yung (1988), The excitation of the far ultraviolet electroglow emissions on Uranus, Saturn, and Jupiter, *J. Geophys. Res.*, **92**, 15,139
- Clarke, J.T., and R.G. Gladstone (1990), The center to limb variation in Jupiter's H LY alpha emission, *J. Geophys. Res.*, **95**, 21,282
- Clifford, S.M., (1993) A model for the hydrologic and climatic behaviour of water on Mars, *J. Geophys. Res.*, **98**, 10973
- Clifford, S.M., and T.J. Parker (2001), The evolution of the Martian hydrosphere : Implication for the fate of a primordial ocean and the current state of the northern plains, *Icarus*, **154**, 40
- Clifford, S.M., D. Crisp, D.A. Fisher, K.E. Herkenhoff, S.E. Smrekar, P.C. Thomas, D.D. Wynn-Williams, R.W. Zurek, J.R. Barnes, G.B. Bills, and 43 coauthors (2000), The State and Future of Mars Polar Science and exploration *Icarus*, **144**, 210
- Costard, F.M., and J.S. Kargel (1995), Outwash plains and thermokarst on Mars, *Icarus*, **114**, 93
- Craddock, R.A., and T.A. Maxwell (1993), Geomorphic evolution of the Martian highlands through ancient fluvial processes, *J. Geophys. Res.*, **98**, 3453
- Cravens, T.E. (1992), Ionospheric models for Venus and Mars, *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, **66**, 277
- Crider, D., P. Cloutier, C. Law, P. Walker, Y. Chen, M. Acuña, J. Connerney, D. Mitchell, R. Lin, K. Anderson, and 9 coauthors (2000), Evidence of electron impact ionization in the magnetic pileup boundary of Mars, *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 45
- Crider, D. H., M.H. Acuña, J.E.P Connerney, D. Vignes, N.F. Ness, A.M. Krymskii, T.K. Breus, H. Rème, C. Mazelle, D.L. Mitchell, and 3 coauthors (2002), Observations of the latitude dependence of the location of the Martian magnetic pileup boundary, *Geophys. Res. Lett.*, **29**, 11
- Dennerl, K., C.M. Lisse, A. Bhardwaj, V. Burwitz, J. Englhauser, H. Gunnel, M. Holmström, F. Jansen, V. Kharchenko, P.M. Rodriguez-Pascual, (2006), First observation of Mars with XMM-Newton. High resolution X-ray spectroscopy with RGS, *Astron. Astrophys.*, **451**, 709-722, doi : 10.1051/0004-6361:20054253
- Doering, J.P., E.E. Gulcicek, S.O. Vaughan (1985), Electron impact measurement of oscillator strengths for dipole-allowed transitions of atomic oxygen, *J. Geophys. Res.*, **90**, 5279
- Dubinin, E., R. Lundin, H. Koskinen, and O. Norberg (1993), Cold ions at the Martian bow shock – PHOBOS observations, *J. Geophys. R.*, **98**, 5617

- Dubinin, E., R. Lundin, M. Fränz, J. Woch, S. Barabash, A. Fedorov, D. Winningham, N. Krupp, J-A. Sauvaud, M. Holmström, and 30 coauthors (2006), Electric fields within the Martian magnetosphere and ion extraction: ASPERA-3 observations
- Emerich, C., P. Lemaire, J-C. Vial, W. Curdt, U. Schüle, K. Wilhelm (2005), A new relation between the central spectral solar H I Lyman α irradiance and the line irradiance measured by SUMER/SOHO during the cycle 23, *Icarus*, **178**, 429, doi : 10.1016/j.icarus.2005.05.002
- Encrenaz, T., B. Bézard, T.K. Greathouse, M.J. Richter, J.H. Lacy, S.K. Atreya, A.S. Wong, S. Lebonnois, F. Lefèvre and F. Forget, (2004), Hydrogen peroxide on Mars : evidence for spatial and seasonnal variations, *Icarus*, **170**, 424
- Fahr, H.J., and B. Shizgal (1983), Modern exospheric theories and their observational relevance, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **21**, 75
- Fedorov, A., E. Budnik, J-A. Sauvaud, C. Mazelle, S. Barabash, R. Lundin, M.H. Acuña, M. Holmström, A. Grigoriev, M. Yamauchi, and 35 coauthors (2006), Structure of the martian wake, *Icarus*, **182**, 329
- Fedorova, A., O. Korablev, J-L. Bertaux, A. Rodin, S. Perrier, and A. Kiselev (2006), Mars water vapor abundance from AOTF IR SPICAM spectrometer : seasonal and geographic distribution, *J. Geophys. Res.*, **111**, E09S08
- Feldman, P.D., E.B. Burgh, S.T. Durrance, and A.F. Davidsen (2000), Far-ultraviolet spectroscopy of Venus and Mars at 4A resolution with the Hopkins Ultraviolet Telescope on Astro-2, *Astrophys. J.*, **538**, 395
- Feldman, W.C., T.H. Prettyman, S. Maurice, J.J. Plaut, D.L. Bish, D.T. Vaniman, M.T. Mellon, A.E. Metzger, S.W. Squyres, S. Karunatillake and 5 coauthors (2004), Global distribution of near-surface hydrogen on Mars, *J. Geophys. Res.*, **109**, E09006
- Fishbaugh, K.E., S. Byrne, K. Herkenhoff, N. Thomas, P. Russel, and HiRiSe team (2007), The Martian north polar layered deposits at high resolution with the Mars Reconnaissance Orbiter HiRiSe Camera, *38th Lunar and Planetary Science Conference*, 1542
- Forget, F. and R.T. Pierrehumbert (1997), Warming Early Mars with carbon dioxide clouds that scatter infrared radiation, *Science*, **278**, 1273
- Forget, F., R.M. Haberle, F. Montmessin, B. Levrard, and J.W. Head (2006), Formation of glaciers on Mars by atmospheric precipitation at high obliquity, *Science*, **311**, 368
- Formisano, V., and PFS team (2004), PFS: the Planetary Fourier Spectrometer for Mars Express, In: Mars Express: the scientific payload. Ed. by Andrew Wilson, scientific coordination: Agustin Chicarro. ESA SP-1240, Noordwijk, Netherlands: ESA Publications Division, p. 71 - 94
- Fouchet, T., and E. Lellouch (2000), Vapor pressure isotope fractionation effects in planetary

- atmospheres : application to deuterium, *Icarus*, **144**, 114
- Fox, J.L. (1993), The production and escape of nitrogen atoms on Mars, *J. Geophys. Res.*, **98**, 3297
- Fox, J.L. (1997), Upper limits to the outflow of ions at Mars, *Geophys. Res. Lett.*, **24**, 2901
- Fox, J.L. (2003), Effect of H₂ on the Martian ionosphere: implications for atmospheric evolution, *J. Geophys. Res.*, **108**, 1223
- Fox, J.L., and A. Dalgarno (1979), Ionization, and heating of the upper atmosphere of Mars, *J. Geophys. Res.*, **84**, 7315
- Fox, J.L., and A.I.F. Stewart (1991), The Venus ultraviolet aurora – A soft electron source, *J. Geophys. Res.*, **96**, 9821
- Fox, J.L., and S.W Bougher (1991), Structure, luminosity, and dynamics of the Venus thermosphere, *Space Sci. Rev.*, **55**, 357
- Fox, J.L., and F.M. Bakalian (2001), Photochemical escape of atomic carbon from Mars, *J. Geophys. Res.*, **106**, 28785
- Fox, J.L., P. Zhou, and S.W. Bougher (1996), The Martian thermosphere/ionosphere at high and low solar activity, *Adv. Space Res.*, **17**, 203
- Frahm, R.A., J.D. Winningham, J.R. Shrabar, J.R. Scherrer, S.J. Jeffers, A.J. Coates, D.R. Linder, D.O. Kataria, R. Lundin, S. Barabash, and 33 coauthors, Carbon dioxide photoelectron energy peaks at Mars (2006), *Icarus*, **182**, 371
- Futaana, Y.; Barabash, S.; Grigoriev, A.; Holmström, M.; Kallio, E.; Brandt, P. C.; Son; Gunell, H.; Brinkfeldt, K.; Lundin, R.; Andersson, H.; and 36 coauthors (2006), First ENA observations at Mars: Subsolar ENA jet, *Icarus*, **182**, 424
- Galli A., P. Wurz, H. Lammer, H.I.M Lichtenegger, R. Lundin, S. Barabash, A. Grigoriev, M. Holmström, H. Gunell (2006), The Hydrogen Exospheric Density Profiles Measured with ASPERA-3/NPD, *Space Sci. Rev.*, **126**, 447, doi : 10.1007/s11214-006-9089-7
- Gendrin, A., N. Mangold, J-P. Bibring, Y. Langevin, B. Gondet, F. Poulet, G. Bonello, C. Quantin, J. Mustard, R. Arvidson, S. LeMouélic (2005), sulfates in martian layered terrains : the OMEGA/Mars Express view, *Science*, **307**, 1587
- Gerard, J-C., P.G. Richards, V.I. Shematovitch, and D.V. Bisikalo (1995), The importance of new chemical sources for the hot oxygen geocorona, *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 279
- Gierash, P.J., and R.M. Goody (1972), The effect of dust on the temperature of the Martian Atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, **29**, 400
- Gladstone, G.R., (1992), Solar OI 1304-A triplet line profiles, *J. Geophys. Res.*, **97**, 19,519
- Gomes, R., H. Levison, K. Tsiganis, A. Morbidelli, (2005), Origin of the cataclysmic Late

- Heavy Bombardment of the terrestrial planets, (2005), *Nature*, **435**, 466-469, doi : 10.1038/nature03676
- Gringauz, K.I., V.V Bezrikikh, G.I. Volkov, T.K. Breus, I.S. Musatov, L.P. Havkin, and G.P. Sloutchonkov (1973), Preliminary results on plasma electrons from Mars-2 and Mars-3, *Icarus*, **18**, 54
- Guibert, S. (2005), Application de la spectroscopie à l'étude de la planète Mars et à la recherche de planètes extrasolaires : caractérisation des spectromètres de l'instrument *SPICAM-Light* embarqué à bord de la mission spatiale *Mars-Express* ; développement et optimisation du spectromètre astronomique *ÉMILIE* dédié aux mesures de vitesses radiales stellaires, *Thèse de doctorat à l'Université Paris VI*
- Gulick, V.C., and V.R. Baker (1989), Fluvial valleys and Martian paleoclimates, *Nature*, **341**, 514
- Gunell, H., K. Brinkfeldt, M. Holmström, P.C.:Son Brandt, S. Barabash, E. Kallio, A. Ekenbäck, Y. Futaana, R. Lundin, H. Andersson, and 37 coauthors (2006), First ENA observations at Mars: Charge exchange ENAs produced in the magnetosheath, *Icarus*, **182**, 431
- Haberle, R.M., M.M. Joshi, J.R. Murphy, J.R. Barnes, J.T. Schofield, G. Wilson, M. Lopez-Valverde, J.L. Hollingsworth, A.F.C. Bridger, and J. Schaeffer (1999), General circulation model simulations of the Mars Pathfinder atmospheric structure investigation/meteorology data, *J. Geophys. Res.*, **104**, 8957
- Haff, P.K., Z.E. Switkowski, and T.A. Tombrello (1978), Solar-wind sputtering of the Martian atmosphere, *Nature*, **272**, 803
- Hall, L.A., and H.E. Hinteregger (1970), Solar radiation in the extreme ultraviolet and its variation with solar rotation, *J. Geophys. Res.*, **75**, 6959
- Hanson, W.B., S. Satani, and D.R. Zuccaro (1977), The martian ionosphere as observed by the Viking retarding potential analyzers, *J. Geophys. Res.*, **82**, 4351
- Hanson, W.B., and G.P. Mantas (1988), Viking electron temperature measurements – Evidence for a magnetic field in the Martian ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **93**, 7538
- Harnett E.M., and R.M. Winglee (2003), The influence of mini-magnetopause on the magnetic pileup boundary at Mars, *Geophys. Res. Lett.*, **30**, SSC10-1
- Harnett E.M., and R.M. Winglee (2005), Three dimensional fluid simulations of plasma asymmetries in the Martian magnetotail caused by the magnetic anomalies, *J. Geophys. Res.*, **110**, A07226, doi : 10.1029/2003JA010315
- Hartmann W.K., and G. Neukum (2001), Cratering chronology and the evolution of Mars, *Space. Sci. Rev.*, **96**, 165-194
- Head, J.W., M.A Kreslavsky, H. Hiesinger, M.A. Ivanov, S. Pratt, N. Seibert, D.E. Smith, and

- M.T. Zuber (1998), Oceans in the past history of Mars : Tests for their presence using Mars Orbiter Laser Altimeter (MOLA) data', *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 4401
- Head, J.W., H. Hiesinger, M.A. Ivanov, M.A. Kreslavsky, S. Pratt, and B.J. Thomson (1999), Possible ancient ocean on Mars : Evidence from Mars Orbiter Laser Altimeter data', *Science*, **286**, 2134
- Head, J.W., G. Neukum, R. Jaumann, H. Hiesinger, E. Hauber, M. Carr, P. Masson, B. Foing, H. Hoffmann, M. Kreslavsky, S. Werner, S. Milkovitch, S. van Gasselt, and the HRSC team (2005), Tropical to mid-latitude snow and ice accumulation, flow and glaciation on Mars, *Nature*, **434**, 346
- Hiesinger, H., and J.W. Head (2002), Topography and morphology of the Argyre Basin, Mars : implications for its geology and hydrologic history, *Planet. Space Sci.*, **50**, 939
- Hodges, R.R. (2000), Distributions of hot oxygen for Venus and Mars, *J. Geophys. Res.*, **105**, 6971
- Hodges, R.R. (2002), The rates of loss of water from Mars, *Geophys. Res. Lett.*, **29**, 1038
- Hodges, R.R., and E.L. Breig (1991), Ionosphere-exosphere coupling through charge exchange and momentum transfer in hydrogen-proton collisions, *J. Geophys. Res.*, **96**, 7697
- Holstein, T. (1947), Imprisonment of resonance radiation in gases, *Phys. Rev.*, **72**, 1212
- Hubert, B., J-C. Gérard, D.M. Cotton, D.V. Bisikalo, and V.I. Shematovitch (1999), Effect of hot oxygen on thermospheric O I UV airglow, *J. Geophys. Res.*, **104**, 17,139
- Hummer, D.G. (1962), Non-coherent scattering: I The redistribution function with Doppler broadening, *R. Astron. Soc. Month. Not.*, **125**, 21
- Hunten, D.M. (1973), The escape of light gases from planetary atmospheres, *J. Atmos. Sci.*, **30**, 1481
- Hunten, D.M. and T.M. Donahue (1976), Hydrogen loss from the terrestrial planets, *Annu. Rev. Earth Pl. Sc.*, **4**, 265
- Hunten, D.M., R.O. Pepin, J.C.G. Walker (1987), Mass fractionation in hydrodynamic escape, *Icarus*, **69**, 532
- Ivanov, M.A., and J.W. Head (2001), Chryse Planitia, Mars : Topographic configuration, outflow channel continuity and sequence, and tests for hypothesized ancient bodies of water using Mars Orbiter Laser Altimeter (MOLA) data, *J. Geophys. Res.*, **106**, 3275
- Jakosky, B.M., and R.J. Phillips (2001), Mars volatile and climate history, *Nature*, **412**, 237
- Jakosky, B.M., R.O. Pepin, R.E. Johnson, and J.L. Fox (1994), Mars atmospheric loss and Isotopic fractionation by solar-wind-induced sputtering and photochemical escape, *Icarus*, **111**, 271

- Jeans, J.H. (1916), The dynamical theory of gases, 4th edition, Dover, New York, 1954
- Johnson, R.E. (1990), Energetic charged particle interaction with atmospheres and surfaces, New York, Springer
- Johnson, R.E. (1994), Plasma-induced sputtering of an atmosphere, *Space Sci. Rev.*, **69**, 215
- Johnson, R.E., and J.G. Luhmann (1998), Sputter contribution to the atmospheric corona on Mars, *J. Geophys. Res.*, **103**, 3649-3653
- Johnson, R.E., D. Schnellenberger, and M.C. Wong (2000), The sputtering of an oxygen thermosphere by energetic O⁺, *J. Geophys. Res.*, **105**, 1659
- Julienne, P.S., J. Davis, and E. Oran (1974), Oxygen recombination in the tropical nightglow, *J. Geophys. Res.*, **79**, 2540
- Kallio, E., and S. Barabash (2001), Atmospheric effects of precipitating energetic hydrogen atoms on the Martian atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **106**, 165
- Kallio, E., and P. Janhunen (2001), Atmospheric effects of protons precipitation in the Martian atmosphere and its connection to the Mars-solar wind interaction, *J. Geophys. Res.*, **106**, 5617, doi : 10.1029/2000JA000239
- Kallio, E., and P. Janhunen (2002), Ion escape from Mars in a quasi-neutral hybrid model, *J. Geophys. Res.*, **107**, 1035, doi : 10.1029/2001JA000090
- Kar, J., K.K. Mahajan, and R. Kohli (1996), On the outflow of O₂⁺ ions at Mars, *J. Geophys. Res.*, **101**, 12,747
- Kass, D.M., and Y.L. Yung (1995), The loss of atmosphere from Mars due to solar-wind induced sputtering, *Science*, **268**, 697
- Kass, D.M., and Y.L. Yung (1996), The loss of atmosphere from Mars : Response, *Science* **274**, 1932-1933
- Keating, G.M., S.W. Bougher, R.W. Zurek, R.H. Tolson, G.J. Cancro, S.N. Noll, J.S. Parker, T.J. Schellenberg, R.W. Shane, B.L. Wilkerson, and 18 coauthors (1998), The structure of the upper atmosphere of Mars: In situ accelerometer measurement from Mars Global Surveyor, *Science*, **279**, 1672
- Keating, G.M., M. Theriot, R. Tolson, S. Bougher, F. Forget, and J. Forbes (2003), Global measurements of the Mars upper atmosphere: in situ accelerometer measurements from Mars Odyssey 2001 and Mars Global Surveyor, *34th Lunar and Planetary Science Conference*, 1142
- Keating, G.M., S.W. Bougher, M.E. Theriot, R.H. Tolson, R.W. Zurek, R.C. Blanchard, J.R. Murphy, and J-L. Bertaux (2007), Mars neutral upper atmosphere temporal and spatial variations discovered from the accelerometer science experiment aboard Mars Reconnaissance Orbiter, *38th Lunar and Planetary Science Conference*, 2074

- Kella, J., P.J. Johnson, H.B. Pederson, L. Vejby-Christensen, and L.H. Andersen (1997), The source of green light emission determined from a heavy-ion storage ring experiment, *Science*, **276**, 1530
- Kharchenko, V., A. Dalgarno, B. Zygelman, and J-H. Yee (2000), Energy transfer in collisions of oxygen atoms in the terrestrial atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **105**, 24,899
- Kieffer, H.H., T.Z. Martin, S.C. Jr Chase, E.D. Miner, and F.D. Palluconi (1976), Martian north pole summer temperatures – Dirty water ice, *Science*, **194**, 1341
- Kim, J., A.F. Nagy, J.L. Fox, and T.E Cravens (1998), Solar cycle variability of hot oxygen atoms at Mars, *J. Geophys. Res.*, **103**, 29339
- Klingelhöfer, G., R.V. Morris, B. Bernhardt, S. Schröder, D.S. Rodionov, P.A. de Souza, A. Yen, R. Gellert, E.N. Evlanov, B. Zubkov, J. Foh, U. Bonnes, E. Kankeleit, P. Gütlich, D.W. Ming, F. Renz, T. Wdowiack, S.W. Squyres, and R.E Arvidson (2004), Jarosite and hematite at Meridiani Planum from opportunity's Mössbauer spectrometer, *Science*, **306**, 1740
- Kliore, A., D.L. Cain, G.S. Levy, Von R. Eshleman, G. Fjeldbo, and F.D. Drake (1965), Ocultation experiment: Results of the first direct measurement of Mars's atmosphere and ionosphere, *Science*, **149**, 1243
- Kliore, A.J., G. Fjeldbo, B.L. Seidel, M.J. Sykes and P.M. Woyceshin (1973), S-band radio occultation measurements of the atmosphere and topography of Mars with Mariner 9 : Extended mission coverage of polar and intermediate latitudes, *J. Geophys. Res.*, **78**, 4331
- Koutroumpa, D., R. Modolo, R. Lallement, J-Y. Chaufray, G.M. Chanteur, and V. Kharchenko (2007), Charge-exchange induced X-rays in the environment of Mars, *Astron. Astrophys.* (submitted)
- Krasnopolsky, V.A., (2002), Mars' upper atmosphere and ionosphere at low, medium and high solar activities: Implications for evolution of water, *J. Geophys. Res.*, **107**, 5128
- Krasnopolsky, V.A., and P.D. Feldman (2001), Detection of molecular hydrogen in the atmosphere of Mars, *Science*, **294**, 1914
- Krasnopolsky, V.A., and P.D. Feldman (2002), Far ultraviolet spectrum of Mars, *Icarus*, **160**, 86
- Krasnopolsky, V.A., S. Chakrabarti, and G.R. Gladstone (1993), Helium in the Martian atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **98**, 15,061
- Krasnopolsky, V.A., S. Bowyer, S. Chakrabarti, G.R. Gladstone, J.S. McDonald (1994), First measurements of helium on Mars: Implications for the problem of radiogenic gases on the terrestrial planets, *Icarus*, **109**, 337
- Krasnopolsky, V.A., M.J. Mumma, and G.R. Gladstone (1998), Detection of atomic

- deuterium in the upper atmosphere of Mars, *Science*, **280**, 1576
- Krestyanikova, M.A., and V.I. Shematovitch (2005), Stochastic models of hot planetary and satellite coronas: a photochemical source of hot oxygen in the upper atmosphere of Mars, *Solar System Research*, **39**, 22
- Krymskii, A.M., and T.K. Breus (1996), Comment on “Oxygen ions rates at Mars and Venus: Relative contributions of impact ionization and charge exchange” by M.H. Zhang, J.G., . G. Luhmann, A. F. Nagy, J. R. Spreiter, and S. S. Stahara, *J. Geophys. Res.*, **101**, 7599
- Kupperian, J.E., E.T. Byram, T.A. Chubb, and H. Friedman (1959), Far ultraviolet radiation in the night sky, *Planet. Space Sci.*, **1**, 3
- Kurt, V.G., S.B. Dostovalov, and E.K. Sheffer (1968), The Venus far ultraviolet observations with Venera 4, *J. Atmos. Sci.*, **25**, 668
- Lallement, R., J-L. Bertaux, F. Dalaudier (1985), Interplanetary Lyman α spectral profiles and intensities for both repulsive and attractive solar force fields : predicted absorption pattern by a hydrogen cell, *Astron. Astrophys.*, **150**, 21
- Lammer, H., W. Stumftner, and S.J. Bauer (2000), Upper limits for the Martian exospheric number density during the Planet B/ Nozomi mission, *Planet. Space Sci.*, **48**, 1473-1478
- Lammer, H., H.I.M Lichtenegger, C. Kolb, I. Ribas, E.F. Guinan, R. Abart, and S.J. Sauer (2003), Loss of water from Mars : Implications for the oxidation of the soil, *Icarus*, **165**, 9-25
- Lane, M.D and P.R. Christensen (2000), Convection in a catastrophic flood deposit as the mechanism for the giant polygons on Mars, *J. Geophys. Res.*, **105**, 17617
- Langevin, Y., F. Poulet, J-P. Bibring, and B. Gondet (2005), Sulfates in the north polar region of Mars detected by OMEGA/Mars Express., *Science*, **307**, 1584
- Laskar, J., A.C.M. Correia, M. Gastineau, F. Joutel, F. Levrard, and P. Robutel (2004), Long term evolution and chaotic diffusion of the insolation quantities of Mars’, *Icarus*, **170**, 343
- Leblanc, F., and R.E. Johnson (2001), Sputtering of the Martian atmosphere by solar wind pick-up ions, *Planet. Space Sci.*, **49**, 645
- Leblanc, F., and R.E. Johnson (2002), Role of molecules in pick-up ion sputtering of the Martian atmosphere, , *J. Geophys. Res.*, **107**, doi : 10.1029/2000JE001473
- Leblanc, F., J.G. Luhmann, R.E. Johnson, and E. Chassefière (2002), Some expected impacts of a solar energetic particle event at Mars, *J. Geophys. Res.*, **107**, p SIA 5-1, doi : 10.1029/2001JA900178
- Leblanc, F., O. Witasse, J. Winningham, D. Brain, J. Lilensten, P-L. Blelly, R.A. Frahm, J.S.

- Halekas, and J-L. Bertaux (2006a), Origins of the Martian aurora observed by Spectroscopy for Investigation of Characteristics of the Atmosphere of Mars (SPICAM) on board Mars Express, *J. Geophys. Res.*, **111**, A09313
- Leblanc, F., J-Y. Chaufray, J. Lilensten, O. Witasse, and J-L. Bertaux (2006b), Martian dayglow as seen by the SPICAM UV spectrograph on Mars Express, *J. Geophys. Res.*, **111**, E09S11
- Leblanc, F., and MEMO team, (2007a), MEMO Mars Environment and Magnetic Orbiter, Answer to the first planning cycle of Cosmic Vision 2015-2025
- Leblanc, F., J-Y. Chaufray, and J-L. Bertaux (2007b), On Martian nitrogen dayglow emission observed by SPICAM UV spectrograph/Mars Express, *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L02206
- Lee, J.S., (1977), Simulation of emission frequencies from angle-dependent partial frequency redistributions, *Astrophys. J.*, **218**, 857
- Lee, J.S. (1982), Refined Monte-Carlo method for simulating angle-dependent partial frequency redistributions, *Astrophys. J.*, **255**, 303
- Lefèvre, F., S. Lebonnois, F. Montmessin and F. Forget (2004), Three-dimensional modeling of ozone on Mars, *J. Geophys. Res.*, **109**, E07004
- Leighton, R.B., B.C. Murray, R.P. Sharp, J.D. Allen and R.K. Sloan (1965), Mariner IV photography of Mars : Initial Results, *Science*, **149**, 627
- Leovy, C. (2001), weather and climate on Mars, *Nature*, **412**, 245
- Levard, B., F. Forget, F. Montmessin, J. Laskar (2004), Recent ice rich deposits formed at high latitudes on Mars by sublimation of unstable equatorial ice during low obliquity, *Nature*, **431**, 1072
- Levine, J.S., D.S. McDougal, D.E. Anderson, and E.S. Barker (1978), Atomic hydrogen density on Mars: Measurements at solar minimum, *Science*, **200**, 1048
- Lichtenegger, H.I.M., and E. Dubinin (1998), Model calculations of the planetary ion distribution in the Martian tail, *Earth Planets Space*, **50**, 445
- Lichtenegger, H.I.M, H. Lammer, D.F. Vogl, S.J. Bauer, (2004), Temperature effects of energetic neutral hydrogen on the Martian exosphere, *Adv. in Space Res.*, **33**, 140-144.
- Lichtenegger, H.I.M, H. Lammer, Y.N. Kulikov, S. Kazeminejad, G.H. Molina-Cuberos, R. Rodrigo, B. Kazeminejad, G. Kirchengast, (2007, in press), Effects of low energetic neutrals atoms to Martian and Venusian exospheric temperature estimations, *Sp. Sci. Rev.* doi : 10.1007/s11214-006-9082-1
- Lilensten, J., W. Kofman, J. Wisenberg, E.S. Oran, and C.R. Devore (1989), Ionization

- efficiency due to primary and secondary photoelectron – A numerical model, *Ann. Geophys.*, **7**, 83
- Link, R. (1992), Feautrier solution of the electron transport equation, *J. Geophys. Res.*, **97**, 159
- Liu, Y., A.F. Nagy, C.P.T. Groth, D.L.D. Zeeuw, and T.I. Gombosi (1999), 3D multi-fluid MHD studies of the solar wind interaction with Mars, *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 2689
- Liu, Y., A.F. Nagy, T.I. Gombosi, D.L. Dezeew, K.G. Powell (2001), The solar wind interaction with Mars: results of three dimensional three-species MHD studies, *Adv. Space Res.*, **27**, 1837
- Liu, J., M.I. Richardson, R.J. Wilson (2003), An assessment of the global, seasonal, and interannual spacecraft record of Martian climate in the thermal infrared, *J. Geophys. Res.*, **108**, 8
- Lucchitta, B.K. (1984), Ice and debris in the fretted terrain, Mars, *J. Geophys. Res.*, Supplement, **89**, B409
- Lucchitta, B.K., H.M. Ferguson and C. Summers (1986), Sedimentary deposits in the northern lowlands plains, Mars, *J. Geophys. Res.*, **91**, 166
- Luhmann, J.G. (1996), Reply, *J. Geophys. Res.*, **101**, 7603
- Luhmann, J.G. (1997), Correction to “the ancient oxygen exosphere of Mars : implications for atmospheric evolution”, *J. Geophys. Res.*, **102**, 1637
- Luhmann, J.G., and J.U. Kozyra (1991), Dayside pickup oxygen precipitation at Venus and Mars-Spatial distributions, energy deposition and consequences, *J. Geophys. Res.*, **96**, 5457-5468
- Luhmann, J.G., R.E. Johnson, and M.H.G. Zhang (1992), Evolutionary impact of sputtering of the Martian atmosphere by O^+ pick-up ions, *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 2151
- Lummerzheim, D., and J. Lilensten (1994), Electron transport and energy degradation in the ionosphere: Evaluation of the numerical solution, comparison with laboratory experiments and auroral observations, *Ann. Geophys.*, **12**, 1039
- Lundin, R., A. Zakharov, R. Pellinen, H. Borg, B. Hultqvist, N. Pissarenko, E.M. Dubinin, S. Barabash, I. Liede, H. Koskinen (1989), First measurement of the ionospheric plasma escape from Mars, *Nature*, **341**, 609
- Lundin, R., D. Winningham, S. Barabash, R.A. Frahm, H. Andersson, M. Holmström, A. Grigoriev, M. Yamauchi, H. Borg, J.R. Sharber, and 35 coauthors (2006), Ionospheric acceleration at Mars: ASPERA-3 results, *Icarus*, **182**, 301
- Ma, Y., A.F. Nagy, I.V. Sokolov, and C.H. Kenneth (2004), Three-dimensional, multispecies, high resolution MHD studies of the solar wind interaction with Mars, *J. Geophys. Res.*, **109**, A07211, doi : 10.1029/2003JA010367

- Ma, Y., and A.F. Nagy (2007), Ion escape flux from Mars, *Geophys. Res. Lett.* (in press)
- Magalhães, J.A., J.T. Schofield, and A. Seiff (1999), Results of the Mars Pathfinder atmospheric structure investigation, *J. Geophys. Res.*, **104**, 8943
- Malin, M.C., and K.S. Edgett (1999) Oceans or seas in the Martian northern lowlands : High resolution imaging tests of proposed coastlines, *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 3049
- Malin, M.C., K.S. Edgett, L.V. Posiolova, S.M. McColley, E.Z., and Noe Dobrea, (2006), Present-Day impact cratering rate and contemporary gully activity on Mars, *Science*, **314**, 1573-1577, doi : 10.1126/science.1135156
- Mangold, N. (2005), High latitude patterned grounds on Mars : Classification, distribution and climate control, *Icarus*, **174**, 336
- Mangold, N., F. Costard and F. Forget (2003), Debris flows over dunes on Mars : Evidence for liquid water, *J. Geophys. Res.*, **108**, doi : 10.1029/2002JE001958
- Manning, C.V., C.P. McCay, K.J. Zahnle (2006), Thick and thin models of the evolution of carbon dioxide on Mars, *Icarus*, **180**, 38
- Masson, P., M.H. Carr, F. Costard, R. Greeley, E. Hauber, and R. Jaumann (2001), Geomorphologic evidence for liquid water, *Space Sci. Rev.*, **96**, 333
- Mantas, G.P., W.B. Hanson (1979), Photoelectron fluxes in the Martian ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **84**, 369
- Mazelle, C., D. Winterhalter, K. Sauer, J.G. Trotignon, M.H. Acuña, K. Baumgärtel, C. Bertucci, D.A. Brain, S.H. Breth, M. Delva, and 3 coauthors (2004), Bow Shock and upstream phenomena at Mars, *Space Sci. Rev.*, **111**, 115
- McElroy, M.B. (1972), Mars : An evolving atmosphere, *Science*, **175**, 443-445
- McElroy, M.B., and T.M. Donahue (1972), Stability of the Martian atmosphere, *Science*, **177**, 986
- McElroy, M.B., M.J. Prather, and J.M. Rodriguez (1982), Escape of hydrogen from Venus, *Science*, **215**, 1614
- McGrath, M.A., and J.T. Clarke (1992), H I Lyman alpha emission from Saturn (1980-1990), *J. Geophys. Res.*, **97**, 13,691
- McKay, D.S., E.K. Gibson, K.L. Thomas-Keppta, H. Vali, C.S. Romanek, S.J. Clemett, X.D.F. Chiller, C.R. Maechling, and R.N. Zare (1996), Search for past life on Mars : Possible relic biogenic activity in martian meteorite ALH84001, *Science*, **273**, 924
- McSween, H.Y. (1994), What we have learned about Mars from SNC meteorites, *Meteoritics*, **29**, 757

- Mehr, F.J., and M.A. Biondi (1969), Electron temperature dependence of recombination of O_2^+ and N_2^+ with electrons, *Phys. Rev.*, **181**, 264
- Meier, R.R. and J-S. Lee, (1982), An analysis of the OI 1304 Å dayglow using a Monte Carlo resonant scattering model with partial frequency redistribution, *Planet. Space Sci.*, **30**, 439
- Melosh, H.J., and A.M. Vickery (1989), Impact erosion of the primordial atmosphere of Mars, *Nature*, **338**, 487
- Mellon, M.T., W.C. Feldman, T.H. Prettyman (2004), The presence and stability of ground ice in the southern hemisphere of Mars, *Icarus*, **169**, 324
- Mihalas, D., (1970), Stellar atmospheres, *W.H. Freeman Co*, San Francisco
- Mitchell, D.L., R.P. Lin, C. Mazelle, H. Rème, P.A. Cloutier, J.E.P. Connerney, M.H. Acuña, and N.F. Ness (2001), Probing Mars' crustal magnetic field and ionosphere with the MGS Electron Reflectometer, *J. Geophys. Res.*, **106**, 23419
- Modolo, R., (2005) Modélisation de l'interaction du vent solaire ou du plasma kronien avec les environnements neutres de Mars et de Titan, *Thèse de doctorat de l'Université de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines*
- Modolo, R., G.M. Chanteur, E. Dubinin, and A.P. Matthews (2005), Influence of the solar EUV flux on the Martian plasma environment, *Ann. Geophys.*, **23**, 433
- Molina-Cuberos, G.J., O. Witasse, J-P. Lebreton, R. Rafael, J.J. López-Moreno (2003), Meteoritic ions in the atmosphere of Mars, *Planet. Space Sci.*, **51**, 239
- Montmessin, F. (2006), The orbital forcing of climate change on Mars, *Space Sci. Rev.*, **125**, 457
- Montmessin, F., T. Fouchet, and F. Forget (2005), Modeling the annual cycle of HDO in the Martian atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **110**, E03006
- Montmessin, F., J-L. Bertaux, E. Quémerais, O. Korablev, P. Rannou, F. Forget, S. Perrier, D. Fussen, S. Lebonnois, A. Réberac, E. Dimarellis (2006), Subvisible CO₂ ice clouds detected in the mesosphere of Mars, *Icarus*, **183**, 403
- Moore, K.R., V.A. Thomas, and D.J. McComas (1991), Global hybrid simulation of the solar wind interaction with the dayside of Venus, *J. Geophys. Res.*, **96**, 7779
- Moos, H.W., and G.J. Rottman (1971), O I and H I emissions from the upper atmosphere of Venus, *Astrophys. J.*, **169**, 127
- Moos, H.W., G.W. Fastie, and M. Bottema (1969), Rocket measurement of ultraviolet spectra of Venus and Jupiter between 1200 and 1800 Å, *Astrophys. J.*, **155**, 887
- Mount, G.H., and G.J. Rottman (1985), Solar absolute spectral irradiance 118-300 nm: July 25, 1983, *J. Geophys. Res.*, **90**, 13,031

- Murray, J.B., J-P. Muller, G. Neukum, C.S. Werner, S. van Gasselt, E. Hauber (2005), Evidence from the Mars Express High Resolution Stereo Camera for a frozen sea close to Mars' equator, *Nature*, **434**, 352
- Nagy, A.F., and T.E. Cravens (1988), Hot oxygen atoms in the upper atmospheres of Venus and Mars, *Geophys. Res. Lett.*, **15**, 433
- Nagy, A.F., D. Winterhalter, K. Sauer, T.E. Cravens, S. Brecht, C. Mazelle, D. Crider, E. Kallio, A. Zakharov, E. Dubinin, and 5 coauthors (2004), The plasma environment of Mars, *Space Sci. Rev.*, **111**, 33
- Neukum, G., R. Jaumann, H. Hoffmann, E. Hauber, J.W. Head, A.T. Basilevsky, B.A. Ivanov, S.C. Werner, S. van Gasselt, J. Murray and 2 coauthors (2004), Recent and episodic volcanic and glacial activity on Mars revealed by the High Resolution Stereo Camera, *Nature*, **432**, 971
- Neukum, G., and the HRSC team (2004), HRSC: the High Resolution Stereo Camera of Mars Express, In: Mars Express: the scientific payload. Ed. by Andrew Wilson, scientific coordination: Agustín Chicarro. ESA SP-1240, Noordwijk, Netherlands: ESA Publications Division, p. 17 - 35
- Neukum, G., A.T. Basilevsky, S. van Gasselt, R. Greeley, E. Hauber, J.W. Head, H. Hoffman, B.A. Ivanov, R. Jaumann, T.B. McCord, S. Preusmann, S. Werner, D.A. Williams, U. Wolf, and HRSC team (2006), New insights into the geological evolution of Mars through the Mars Express High Resolution Stereo Camera (HRSC), *37th Lunar and Planetary Science Conference*, abstract n° 2379
- Newkirk, G. (1981) Jr, Solar variability on time scales of 10^5 years to $10^{9.6}$ years, *Geochim. Cosmochim. Acta Suppl.*, **13**, 293
- Nier, A.O., M.B. McElroy (1977), Composition of the Mars' upper atmosphere – Results from neutral mass spectrometers on Viking 1 and 2, *J. Geophys. Res.*, **82**, 4341
- Noxon, J.F., W.A. Traub, N.P. Carleton and P. Connes (1976), Detection of O₂ dayglow emission of Mars and the Martian ozone abundance, *Astrophys. J.*, **207**, 1025
- Nyquist, L.E., D.D. Bogard, C-Y. Shih, A. Greshake, D. Stöffler, O. Eugster (2001), Ages and geologic histories of Martian meteorites, *Space Sci. Rev.*, **96**, 105
- Ogawa, T., (1982), A new interpretation of the 1304 Å triplet airglow intensity ratio found with the fine structure levels (O³P_j) in local thermodynamic equilibrium, *Planet. Space Sci.*, **30**, 39
- Öpik, E.J., and S.F. Singer (1959), Distribution of density in a planetary exosphere, *Phys. Fluids*, **2**, 653
- Oran, E.S., and D.J. Strickland (1976), Photoelectron flux in the Earth's ionosphere, *Planet. Space Sci.*, **26**, 1161

- Owen, T. (1966), The composition and surface pressure of the Martian atmosphere: Results from the 1965 opposition, *Astrophys. J.*, **146**, 257
- Owen, T., and A. Bar-Nun (1995), Comets, impacts and atmospheres, *Icarus*, **116**, 215
- Owen, T., J.P. Maillard, C. DeBergh, and B.L. Lutz (1988), Deuterium on Mars : The abundance of HDO and the value of D/H, *Science*, **240**, 1767
- Parker, E.N. (1963), Interplanetary dynamically processes, *Intersci. Publ.*, New York-London
- Parker, T.J., R.S. Saunders and D.M. Schneeberger (1989), Transitional morphology in West Deuteronilus Mensae, Mars : Implications for modification of the lowland/upland boundary, *Icarus*, **82**, 111
- Parker, T.J., D.S. Gorsline, R.S. Saunders, D.C. Pieri and D.M. Scheeberger (1993), Coastal geomorphology of the Martian northern plains, *J. Geophys. Res.*, **95**, 11061
- Pätzold, M., and MaRS team (2004), MaRS: Mars Express Orbiter Radio Science, In: Mars Express: the scientific payload. Ed. by Andrew Wilson, scientific coordination: Agustin Chicarro. ESA SP-1240, Noordwijk, Netherlands: ESA Publications Division, p. 141 - 163
- Pätzold, M., S. Tellman, B. Häusler, D. Hinson, R. Schaa, and G.L. Tyler (2005), A sporadic third layer in the ionosphere of Mars, *Science*, **310**, 837
- Paxton, L.J., and D.E. Anderson (1992), Far ultraviolet remote sensing of Venus and Mars, in Venus and Mars: Atmospheres, Ionospheres, and Solar Wind interactions, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol 66, edited by J.G. Luhmann, M. Tatrallyay, and R.O. Pepin, 113, AGU, Washington D. C.
- Pepin, R.O., (1994), Evolution of the Martian atmosphere, *Icarus*, **111**, 289
- Pepin, R.O., (2006), Atmospheres on the terrestrial planets : Clues to origin and evolution, *Earth Planet. Sc. Lett.*, **252**, 1
- Perrier, S. (2006), Climatologie de l’ozone, des poussières et des nuages dans l’atmosphère martienne d’après les mesures de l’instrument SPICAM sur Mars-Express, *Thèse de doctorat de l’université Paris VI*
- Perrier, S., J-L. Bertaux, F. Lefèvre, S. Lebonnois, O. Korablev, A. Fedorova, and F. Montmessin (2006), Global distribution of total ozone on Mars from SPICAM/MEX UV measurements, *J. Geophys. Res.*, **111**, E09S06
- Pesnell, W.D., and J. Grebowsky (2000), Meteoritic magnesium ions in the Martian atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **105**, 1695
- Peterson, J.R., H. Le Padellec, H. Danared, G.H. Dunn, M. Larsson, R. Peverall, C. Strömholm, S. Rosén, M. Af Ugglas, and W.J. van der Zande (1998), Dissociative recombination and excitation of N_2^+ : cross section and product branching ratios, *J. Chem. Phys.*, **108**, 1978

- Peverall, R., S. Rosen, R.R. Peterson, M. Larsson, A. Al-Khalili, L. Viktor, J. Semaniak, R. Bobbenkamp, A.N. Le Padellec, and W.J. Van der Zande (2001), Dissociative recombination and excitation of O_2^+ : Cross sections, products yields, and implications for studies of ionospheric airglows, *J. Chem. Phys.*, **114**, 6679
- Phillips, J.L., J.G. Luhmann, and A.I.F. Stewart (1986), The Venus ultraviolet aurora – Observations at 130.4 nm, *Geophys. Res. Lett.*, **13**, 1047P
- Phillips, R.J., M.T. Zuber, S.C. Solomon, M.P. Golombek, B.M. Jakosky, D.E. Smith, R.M.E. Williams, B.M. Hynek, O. Aharonson, and S.A. Hauck (2001), Ancient Geodynamics and global-scale hydrology on Mars, *Science*, **291**, 2587
- Picardi, G., and MARSIS team (2004), MARSIS: Mars Advanced Radar for Subsurface and Ionosphere Sounding, In: Mars Express: the scientific payload. Ed. by Andrew Wilson, scientific coordination: Agustin Chicarro. ESA SP-1240, Noordwijk, Netherlands: ESA Publications Division, p. 51 - 69
- Plaut, J.J., G. Picardi, A. Safaeinili, A.B. Ivanov, S.M. Milkovitch, A. Cicchetti, W. Kofman, J. Mouginot, W. Farrel, R.J. Phillips and 14 coauthors (2007), Subsurface radar sounding of the south polar layered deposits of Mars, *Science*, **316**, 92
- Pollack, J.B., J.F. Kasting, S.M. Richardson and K. Poliakoff (1987), The Case for a Wet, Warm Climate on Early Mars, *Icarus*, **71**, 203
- Poulet, F., J-P. Bibring, J.F. Mustard, A. Gendrin, N. Mangold, Y. Langevin, R.E. Arvidson, B. Gondet, and C. Gomez, (2005), Phyllosilicates on Mars and implications for early martian climate *Nature*, **438**, 623, doi : 10.1038/nature04274
- Purucker, M.E., D. Ravat, H. Frey, C. Voorhies, T. Sabaka, and Acuña, M.H. (2000), An altitude normalized magnetic map of Mars and its interpretation, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 507
- Quémerais, E., (1993), Le transfert de rayonnement pour la transition Lyman-alpha dans le milieu interplanétaire et son application à l'étude de l'hydrogène neutre dans l'héliosphère: préparation de l'expérience SWAN embarquée sur la mission spatiale SOHO, *Thèse de doctorat de l'Université Paris VI*
- Quémerais, E. (2000), Angle dependent partial frequency redistribution in the interplanetary medium at Lyman alpha, *Astron. Astrophys.*, **358**, 353
- Quémerais, E., and J-L. Bertaux, (1993), Radiative transfer in the interplanetary medium at Lyman alpha, *Astron. Astrophys.*, **277**, 283-301
- Quémerais, E., J-L. Bertaux, O. Korablev, E. Dimarellis, C. Cot, B. Sandel, and D. Fussen (2006), Stellar occultations observed by SPICAM on Mars Express, *J. Geophys. Res.*, **111**, 9S04Q
- Richardson, M.I., and R.J. Wilson (2002), Investigation of the nature and stability of the

- Martian seasonal water cycle with a general circulation model, *J. Geophys. Res.*, **107**, 5031
- Rosenbauer, H., M.I. Verigin, G.A. Kotova, S. Livi, A.P. Remizov, W. Riedler, K. Schwingenshuh, N.M. Shutte, J.A. Slavin, and K. Szego (1994), The relationship between the magnetic field in the Martian magnetotail and upstream solar wind parameters, *J. Geophys. Res.*, **99**, 17,199
- Rottman, G.J., and H.W. Moos (1973), The ultraviolet (1200 – 1900 Ångstrom) spectrum of Venus, *J. Geophys. Res.*, **78**, 8033
- Rottman, G.J., N.W. Thomas, W. McClintock (2006), SORCE Solar UV irradiance results, *Adv. Space Sci.*, **37**, 201
- Sandel, B.R., and A.L. Broadfoot (1986), Statistical performance of the intensified charge coupled device, *Appl. Opt.*, **25**, 4135
- Sauer, K., A. Bogdanov, and K. Baumgartel (1994), Evidence of an ion composition boundary (protonopause) in bi-ion fluid simulations of solar wind mass loading, *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 2255
- Savich, N.A., V.A. Samovol, M.B. Vasilyev, A.S. Vyshlov, L.N. Samoznaev, A.I. Sidorenko, D.Y. Shtern (1976), The nighttime ionosphere of Mars from Mars-4 and Mars-5 radio occultation dual-frequency measurements, *In NASA. Goddard Space Flight Center Solar-Wind Interaction with the Planets Mercury, Venus, and Mars* p 41-46
- Schofield, J.T., J.R. Barnes, D. Crisp, R.M. Haberle, S. Larsen, J.A. Magalhães, J.R. Murphy, A. Seiff, and G. Wilson (1997), The Mars Pathfinder atmospheric structure investigation/meteorology (ASI/MET) experiment, *Science*, **278**, 1752
- Schwingenshuh, K., W. Riedler, H. Lichtenegger, Y. Yeroshenko, K. Sauer, J.G. Luhmann, M. Ong, and C.T. Russel (1990), Martian bow shock – PHOBOS observations, *Geophys. Res. Lett.*, **17**, 889
- Scott, D.H., J.M. Dohm, and J.W. Rice (1995), Map of Mars showing channels and possible paleolakes, *U.S. Geol. Surv. Misc. Invest. Map*, **1** 2461
- Scott, G. B., D. A. Fairley, C. G. Freeman, M. J. McEwan, P. Spanel, and D. Smith (1997), Gas phase reactions of some positive ions with atomic and molecular hydrogen at 300 K, *J. Chem. Phys.*, **106**, 3982
- Seiff, A., and D.B. Kirk (1976), Structure of Mars' atmosphere up to 100 km from the entry measurements of Viking 2, *Science*, **194**, 1300
- Sharp, R.P., and M.C. Malin (1975), Channels on Mars, *Geol. Soc. Am. Bull.*, **86**, 593
- Sheehan, C.H., and J-P. St-Maurice (2004), Dissociative recombination of N_2^+ , O_2^+ , and NO^+ : Rate coefficients for ground state and vibrationally excited ions, *J. Geophys. Res.*, **109**, A03302

- Shematovitch, V.I., D.V. Bisikalo, and J-C. Gérard (1994), A kinetic model of the formation of the hot oxygen geocorona 1: Quiet geomagnetic conditions, *J. Geophys. Res.*, **99**, 23,217
- Shimazu, H. (1999), Three-dimensional hybrid simulation of magnetized plasma flow around an obstacle, *Earth, Planets Space*, **51**, 383
- Shinagawa, H. (2000), Our current understanding of the ionosphere of Mars, *Adv. Space Res.*, **26**, 1599
- Shinagawa, H., and T.E. Cravens (1989), A one-dimensional multispecies magnetohydrodynamic model of the dayside ionosphere of Mars, *J. Geophys. Res.*, **94**, 6506
- Shizgal, B.D., and R. Blackmore (1986), A collisional kinetic theory of a plane parallel evaporating planetary atmosphere, *Planet. Space Sci.*, **34**, 279
- Shizgal, B.D. (1999), Escape of H and D from Mars and Venus by energization with hot oxygen, *J. Geophys. Res.*, **104**, 14,833
- Shizgal, B.D., and M.J. Lindinfeld (1982), A simple kinetic theory calculation of terrestrial atomic hydrogen escape fluxes induced by charge exchange collisions, *J. Geophys. Res.*, **87**, 853
- Shklovsky, I.S., (1959), On hydrogen emission in the night glow, *Planet. Space Sci.*, **1**, 63
- Skorov, Y.V., W.J. Markiewicz, A.T. Basilevsky, H.U. Keller (2001), Stability of water ice under a porous non-volatile layer : implication to the south polar layered deposits of Mars, *Planet. Space Sci.*, **49**, 59
- Slavin, J.A., K. Schwingenschuh, W. Riedler, and E. Eroshenko (1991), The solar wind interaction with Mars – Mariner 4, Mars 2, Mars 3, Mars 5, and PHOBOS 2 observations of bow shock position and shape, *J. Geophys. Res.*, **96**, 11,235
- Smith, D.E., M.T. Zuber, H.V. Frey, J.B. Garvin, J.W. Head, D.O. Muhleman, G.H. Pettengill, R.J. Phillips, S.C. Solomon, H.J. Zwally and 14 coauthors, (2001), Mars Orbiter Laser Altimeter : Experiment summary after the first year of global mapping of Mars, *J. Geophys. Res.*, **106**, 23,689
- Solomon, S.C., O. Aharonson, J.M. Aurnou, W.B. Banerdt, M.H. Carr, A.J. Dombard, H.V. Frey, M.P. Golombek, S.A. Hauck, J.W. Head, and 7 coauthors (2005), New perspective on ancient Mars, *Science*, **307**, 1214
- Spreiter, J.R., and S.S. Stahara (1980), A new predictive model for determining solar wind-terrestrial interactions, *J. Geophys. Res.*, **85**, 6769
- Spitzer, L. (1952), in *Atmospheres of the Earth and Planets*, ed. G.P. Kuiper, *University of Chicago Press*,
- Squyres, S.W. (1978), Martian fretted terrain – Flow of erosional debris, *Icarus*, **34**, 600

- Squyres, S.W., R.E. Arvidson, D. Bollen, J.F. Bell, J. Brückner, N.A. Cabrol, W.M. Calvin, M.H. Carr, P.R. Christensen, B.C. Clark, and 44 coauthors (2006), Overview of the Opportunity Mars Exploration Rover mission to Meridiani Planum : Eagle Crater to Purgatory Ripple, *J. Geophys. Res.*, **111**, 12S12S
- Stevenson, D.J. (2001), Mars' core magnetism, *Nature*, **412**, 214
- Stewart, A.I., (1970), Photoionization coefficients and photoelectron impact excitation efficiencies in the daytime ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **75**, 6333-6338
- Stewart, A.I. (1972), Mariner 6 and 7 ultraviolet spectrometer experiment: implications of CO_2^+ , CO and O airglow, *J. Geophys. Res.*, **77**, 54
- Stewart, A.I.F., (1987), A revised time dependent model of the Martian atmosphere for use in orbit lifetime and sustenance studies: Final report, JPL PO NQ-802429, *Jet Propuls. Lab.*, Pasadena, Californie
- Stewart, A.I., C.A. Barth, C.W. Hord, and A.L. Lane (1972), Mariner 9 Ultraviolet Spectrometer Experiment: Structure of Mars' upper atmosphere, *Icarus*, **17**, 469
- Stewart, A.I., D.E. Anderson, L.W. Esposito, and C.A. Barth (1979), Ultraviolet spectroscopy of Venus: Initial results from the Pioneer Venus Orbiter, *Science*, **203**, 777
- Stewart, A.I.F., M.J. Alexander, M.M. Meier, L.J. Paxton, S.W. Bougher, and C.G. Fesen (1992), Atomic oxygen in the Martian thermosphere, *J. Geophys. Res.*, **97**, 91
- Stone, E.J., and E.C. Zipf (1974), Electron-impact excitation of the $^3\text{S}^0$ and $^5\text{S}^0$ states of atomic oxygen, *J. Chem. Phys.*, **60**, 4237
- Strickland, D.J. and T.M. Donahue, (1970), Excitation and radiative transport of OI 1304 Å resonance radiation I : The dayglow, *Planet. Space Sci.*, **18**, 661-689
- Strickland, D.J., G.E. Thomas, and P.R. Sparks (1972), Mariner 6 and 7 Ultraviolet Spectrometer Experiment: Analysis of OI 1304-1356-A emissions, *J. Geophys. Res.*, **77**, 4052
- Strickland, D.J., G.E. Thomas, and P.R. Sparks (1973), Mariner 9 Ultraviolet Spectrometer Experiment: Analysis of OI 1304-A emissions, *J. Geophys. Res.*, **78**, 4547
- Strickland, D.J., and M.H. Rees (1974), The OI λ 1304 and λ 1356 emissions in aurorae, *Planet. Space Sci.*, **22**, 465
- Tanaka, K.L. (1986), The stratigraphy of Mars, *J. Geophys. Res.*, **91**, 139
- Titus, T.N., H.H. Kieffer, and P.R. Christensen (2003), Exposed water ice discovered near the south pole of Mars, *Science*, **299**, 1048
- Tracadas, P.W., M.T. Zuber, D.E. Smith, and F.G. Lemoine (2001), Density structure of the

- upper atmosphere of Mars from measurements of air drag on the Mars Global Surveyor spacecraft, *J. Geophys. Res.*, **106**, 23,349
- Trotignon, J.G., R. Grard, and S. Klimov (1991), Location of the Martian bow shock measurements by the plasma wave system on PHOBOS 2, *Geophys. Res. Lett.*, **18**, 365
- Verigin, M.I., N.M., Shutte, A.A. Galeev, K.I. Gringauz, G.A. Kotova, A.P. Remizov, H. Rosenbauer, P. Hemmerich, S. Livi, A.K. Richter, and 6 coauthors (1991), Ions of planetary origin in the Martian magnetosphere (Phobos 2/TAUS experiment), *Planet. Sp. Sci.*, **39**, 131
- Verigin, M. I., G.A. Kotova, A.P. Remizov, K. Szegő, M. Tátrallyay, J. Slavin, H. Rosenbauer, S. Livi, W. Riedler, K. Schwingenschuh, T-L. Zhang, T.-L. (2001), evidence of the influence of equatorial martian crustal magnetization on the position of the planetary magnetotail boundary by Phobos 2 data, *Adv. Space Res.*, **28**, 885
- Verigin, M., D. Vignes,, D. Crider, J. Slavin, J., M. Acuña, G. Kotova, and A. Remizov (2004), Martian obstacle and bow shock: origins of boundaries anisotropy, *Adv. Space Res.*, **33**, 2222
- Vidal-Madjar, A., and J-L. Bertaux (1972), A calculated hydrogen distribution in the exosphere, *Planet. Space Sci.*, **20**, 1147
- Vidal-Madjar, A., S. Cazes, and C. Emerich (1974), Influence of the Earth's rotation and of possible perturbations, on the exobase and exospheric hydrogen densities, *Planet. Space Sci.*, **22**, 1375
- Vignes, D., C. Mazelle, H. Rème, M.H. Acuña, J.E.P. Connerney, R.P. Lin, D.L. Mitchell, P. Cloutier, D.H. Crider, and N.F. Ness (2000), The solar wind interaction with Mars: locations and shapes of the bow shock and the magnetic pile-up boundary from the observations of the MAG/ER experiment onboard Mars Global Surveyor, *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 49
- Vignes, D., M.H. Acuña, J.E.P. Connerney, D.H. Crider, H. Rème, and C. Mazelle (2001), Factors controlling the location of the bow shock at Mars, *Geophys. Res. Lett.*, **29**, 42-1
- Watson, A.J., T.M. Donahue, and J.C.G. Walker (1981), The dynamics of a rapidly escaping atmosphere: applications to the evolution of Earth and Venus, *Icarus*, **48**, 412
- Whiten, R. and L. Colin (1974), The ionospheres of Mars and Venus, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **12**, 155
- Wilhelm, K., P. Lemaire, W. Curdt, U. Shuhle, E. Marsch, A.I. Poland, S.D. Jordan, R.J. Thomas, D.M. Hassler, M.C.F. Huber, and 9 coauthors (1997), First results of the SUMER telescope and spectrometer on SOHO – I Spectra and Spectroradiometry, *Sol. Phys.*, **170**, 75
- Winglee, R.M. (2004), Ion cyclotron and heavy ion effects on reconnection in a global

- magnetotail, *J. Geophys. Res.*, **109**, A09206
- Witasse, O. (2000), Modélisation des ionosphères planétaires et de leur rayonnement: La Terre et Mars, *Thèse soutenue à l'Université Joseph Fourier de Grenoble*
- Witasse, O., O. Dutuit, J. Lilensten, R. Thissen, J. Zabka, C. Alcaraz, P-L. Blelly, S.W. Bougher, S. Engel, L.H. Andersen, and K. Seiersen (2002), Prediction of a CO₂²⁺ layer in the atmosphere of Mars, *Geophys. Res. Lett.*, **29**, 104
- Withers P., et M. Mendillo (2005), Response of peak electron densities in the martian ionosphere to day-to-day changes in solar flux due to solar rotation, *Planet. Space Sci.*, **53**, 1401-1418
- Withers, P., M. Mendillo, H. Risbeth, D.P. Hinson, et J. Arki-Hamed, Ionospheric characteristics above Martian crustal magnetic anomalies, (2005) *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L16204, doi : 10.1029/2005GL023483
- Yeroshenko, Y., W. Riedler, K. Schwingenschuh, J.G. Luhmann, M. Ong., and C.T. Russell (1990), The magnetotail of Mars: Phobos observations, *Geophys. Res. Lett.*, **17**, 885
- Zahnle, K.J., and J.F. Kasting (1986), Mass fractionation during transonic escape and implications for loss of water from Mars and Venus, *Icarus*, **68**, 462
- Zent, A.P., R.C. Quinn, and B.M. Jakosky (1994), Fractionation of nitrogen isotopic on Mars: The role of the regolith as a buffer, *Icarus*, **112**, 537
- Zhang, M.H.G., J.G. Luhmann, and A.J. Kliore (1990), An observational study of the nightside ionospheres of Mars and Venus with radio occultation methods, *J. Geophys. Res.*, **95**, 17,095
- Zhang, M.H.G., J. Luhmann, S.W. Bougher, and A. Nagy (1993a), The ancient oxygen exosphere of Mars – implications for atmosphere evolution, *J. Geophys. Res.*, **98**, 10,915
- Zhang M.H.G., J.G. Luhmann, A.F. Nagy, J.R. Spreiter, and S. Stahara (1993b), Oxygen Ionization rates at Mars and Venus : Relative Contributions of Impact Ionization and Charge Exchange, *J. Geophys. Res.*, **98**, 3311
- Zhang, T-L., JK. Schwingenschuh, H. Lichtenegger, W. Riedler, and C.T. Russell (1991), Interplanetary magnetic field control on the Mars bow shock – Evidence for Venuslike interaction, *J. Geophys. Res.*, **96**, 11,265
- Ziegler J. F., J.P. Biersack, and V. Littmark (1985), The stopping and ranges of ions in solids, *Pergamon Press*, New York.
- Zipf, E.C., and E.J. Stone (1971), Photoelectron excitation of atomic-oxygen resonance radiation in the terrestrial airglow, *J. Geophys. Res.* **76**, 6865
- Zipf, E.C., and P.W. Erdman (1985), Electron-impact excitation of atomic oxygen: Revised cross sections, *J. Geophys. Res.*, **90**, 11,087

